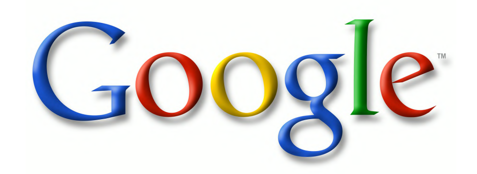

Google




LIBRARY OF THE
·OHIO·STATE·
·UNIVERSITY·
THIS PLATE
THE GIFT OF
THE CLASS
OF
T.E.French Del 1915.
A.N Macdonald Sc

Jahrbuch
der
drahtlosen Telegraphie und Telephonie
sowie des Gesamtgebietes der elektromagnetischen Schwingungen.

Unter Mitarbeit
von

Prof. **M. Abraham** (Mailand), Chefingenieur Dr. Graf **v. Arco** (Berlin), Dr. **L. W. Austin** (Washington), Prof. **A. Blondel** (Paris), Prof. **Ferdinand Braun** (Straßburg), Dr. **W. Burstyn** (Berlin), Reg.-Rat **H. Eales** (Groß-Lichterfelde), Dr. **A. Esau** (Berlin-Charlottenburg), Prof. **J. A. Fleming** (London), Dr. **Lee de Forest** (New York), Prof. **Josef von Geitler** (Czernowitz), Prof. **Leo Graetz** (München), Ingenieur **W. Hahnemann** (Kiel), Oberpostrat **O. Jentsch** (Oppeln), Prof. **L. Mandelstam** (Odessa), Dr. **Guglielmo Marconi** (London), Dr. **Eugen Nesper** (Berlin), Prof. **J. W. Nicholson** (Cambridge), Ingenieur Dr. **Valdemar Poulsen** (Kopenhagen), Dr. phil. **Heinrich Freiherr Rausch v. Traubenberg** (Göttingen), Prof. **Augusto Righi** (Bologna), Ingenieur Dr. **J. S. Sachs** (Frankfurt a. M.), Oberlt. **Thor Thörnblad** (Stockholm), Geh. Hofrat Prof. **Max Wien** (Jena)

und unter besonderer Mitwirkung
von

Prof. Dr. J. Zenneck

herausgegeben
von

Dr. Gustav Eichhorn

(ehemal. Leiter der Ostseeversuchsstationen von Prof. Braun-Siemens & Halske)
in Zürich.

Dreizehnter Band

Mit 291 Figuren im Text und 8 Tafeln



BERLIN W.
VERLAG VON M. KRAYN
1919

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Inhaltsverzeichnis.

(O. = Originalabhandlung; R. = Referate; M. = Mitteilungen aus der Praxis.)

Autorenverzeichnis.

Sachregister.

Patentschau von H. Eales.

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 13. 1918. Heft 1.

Inhalt.

Manuskripte für das Jahrbuch sind an die Redaktion: *Dr. G. Eichhorn in Zürich, Hauptpostfach 6123,* zu senden. Zur Erleichterung der Berichterstattung wird um Zusendung einschlägiger Sonderabdrücke und Mitteilung wichtiger Arbeiten für das Literaturverzeichnis gebeten.

Abonnements und Inserate sind an die Verlagsbuchhandlung von *M. Krayn, Berlin W. 10, Genthinerstraße 39* zu richten.

Über mechanische Modelle funkentelegraphischer Empfangssysteme.[1]

(Mitteilung aus dem Kaiserl. Telegraphen-Versuchsamt.)

Von **F. Breisig.**

Übersicht. Die hier beschriebenen Modelle gekoppelter Systeme verwenden zur Koppelung einarmige Hebel; durch Vergleich ihrer Bewegungsgleichungen mit denen elektrischer, gekoppelter Kreise wird nachgewiesen, wie man dadurch vorgeschriebene Koppelungen erreichen kann. Der Anstoß der mechanischen Schwingungssysteme erfolgt so, daß nur eines, welches den Antennenkreis nachbildet, den von außen kommenden Stößen unterliegt, während die anderen nur mittelbar erregt werden. Die Anordnungen eignen sich wegen der geringe Dämpfung sehr zum Studium der bei geringer Abweichung von der Resonanzlage erfolgenden Vorgänge. Es wird durch Versuche festgestellt, daß jede der sogenannten Koppelungsschwingungen sich von denen anderer Frequenz dadurch unterscheidet, daß gekoppelte Systeme, die in einer der Koppelungsschwingungen erregt sind, nach dem Aufhören der Anstöße in diesen Schwingungen verharren, ohne daß Schwebungen entstehen. Dies gilt sowohl von Anordnungen, deren Einzelteile auf die gleiche Frequenz abgestimmt sind, als auch von solchen, in denen Systeme verschiedener Eigenfrequenz miteinander verbunden sind. Die verschiedenen Modelle, welche die gebräuchlichen elektrischen Anordnungen darstellen, werden aus einer Anzahl einfacher Einzelteile, nach Art eines Baukastens, aufgebaut, so daß auch deshalb ihr Gebrauch im Unterricht vorteilhaft sein dürfte.

Zur Veranschaulichung der Vorgänge in elektrischen Schwingungssystemen, insbesondere in gekoppelten, hat man wiederholt die Übereinstimmungen zwischen den Bewegungsgleichungen mechanischer und elektrischer Schwingungssysteme benutzt. Allgemein bekannt sind für diesen Zweck die sympathischen Pendel von Overbeck[2]; von Ausführungsformen für Zwecke der Darlegung funkentelegraphischer Vor-

1) Nach einem am 26. I. 1916 im Elektrotechnischen Verein, Berlin, gehaltenen Vortrag. Vgl. „ETZ." 1916, S. 97.

2) „Wied. Ann.", Bd. 34, 1888, S. 1041; die Apparate dieser und der folgenden Veröffentlichungen wurden im Vortrag durch Lichtbilder vorgeführt.



gänge erwähne ich das Modell eines Erregerkreises mit einer Antenne von Ad. Franke[1]), die Modelle gekoppelter Systeme von Mandelstam[2]), von Deutsch[3]) und von Oosting[4]).

An den von mir vorzuführenden Modellen von Empfangssystemen möchte ich als neu bezeichnen nach der grundsätzlichen Seite die Verwendung einarmiger Hebel als Mittel zur Herstellung bestimmter Koppelungen und die besondere Anpassung an Empfangsschaltungen, nach der praktischen Seite die Zusammenstellung einer ziemlichen Reihe verschiedenartiger Anordnungen mit denselben einfachen Hilfsmitteln, also eine Art Baukasten.

Als Grundlage der Modelle, als Schwingungssystem, benutze ich eine meines Wissens von Herrn Dr. Seibt für diesen Zweck angegebene Form, nämlich ein an einer Spiralfeder aufgehängtes Gewicht, für Antennen Spiralfedern aus starkem Draht; ein großer Teil der hier benutzten Systeme stammt von einer Einrichtung zur Darstellung der Schwingungen gekoppelter Systeme, die Herr Dr. Seibt während seiner Tätigkeit im Telegraphen-Versuchsamt hat bauen lassen. Die damalige Koppelungseinrichtung bestand in einem elastischen Stab, an dem beide Systeme aufgehängt waren. Für die Darstellung des Verhaltens eines Senders, wobei eins der Systeme einen ersten Anstoß empfängt, mag sich diese Anordnung wohl eignen, die im Grundsatz auch bei den übrigen genannten Modellen zu finden ist Bei funkentelegraphischen Empfangssystemen erhält das eine der gekoppelten Systeme, der Luftleiterkreis, periodisch Anstöße durch die empfangene Welle, während die übrigen Kreise unmittelbar auf diese Anstöße nicht ansprechen, weil ihre Maße klein gegen die Wellenlänge der aufzunehmenden Srhwingungen sind; sie werden vielmehr nur durch die vom Luftleiterkreis weitergegebenen Schwingungen erregt. Das Modell einer Empfangseinrichtung muß daher so beschaffen sein, daß man eines der Schwingungssysteme, welches die Antenne darstellt, von außen her periodisch anstoßen kann, während das oder die anderen von dem ersten Schwingungssystem mit einer je nach der benutzten Koppelung bemessenen Stärke erregt werden, unmittelbar jedoch den äußeren Stößen nicht zugänglich sind.

Der erste Zweck wird dadurch erreicht, daß man das die Annahme darstellende System an einem von einer Blattfeder getragenen

1) Vgl. „ETZ." 1906, S. 1004.
2) „Jahrb. d. drahtl. Telegr.", Bd. 4, 1911, S. 515.
3) „Phys. Zeitschr.", Bd. 16, S. 138. „ETZ." 1916, S. 9.
4) „Zeitschr. f. d. phys. u. chem. Unterricht" 1915, S. 126, 240.

Haken aufhängt. Man kann die Blattfeder, um leichte Anstöße auf das System zu übertragen, entweder durch den Druck des Fingers durchbiegen, oder für genauere Versuche durch ein Exzenter, das in einem bestimmten Zeitmaß gedreht wird, und das auf die Feder einen stetig wechselnden Druck ausübt. Es ist zweckmäßig, die Kurbel am Exzenter so zu stellen, daß sie mit der Linie größter Exzentrizität zusammenfällt. Mit dieser Vorrichtung ist es möglich, nach einem Taktschläger Anstöße regelmäßig auszuführen, deren Periode von der des schwingenden Systems beliebig, auch nur sehr wenig abweicht. Diese Anordnung ist aus Fig. 1 ersichtlich, welche ein einfaches Schwingungssystem darstellt.

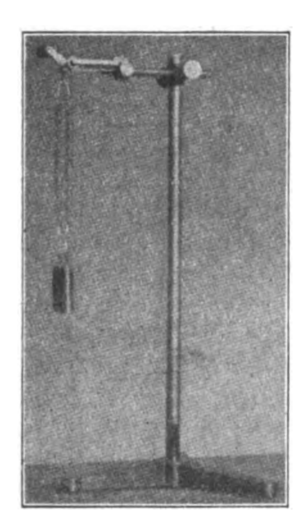


Fig. 1. Einfaches Schwingungssystem

Ehe wir die Anwendung eines Hebels zur Ausführung einer mehr oder weniger losen Koppelung besprechen, wollen wir noch mit einigen Worten auf die Eigenschaften des einfachen Schwingungssystems eingehen.

An einer Feder, welche ungespannt die Länge a hat, und zu deren Verlängerung um die Längeneinheit die Kraft f erforderlich ist, sei eine Masse m aufgehängt.

Die Bewegungsgleichung lautet, wenn x den Ort der Masse auf einer nach unten gerichteten Senkrechten bezeichnet:

$$m \frac{d^2 x}{d t^2} = - f(x - a) + m g + r \frac{d x}{d t}$$

Durch den letzten Posten werde die Reibung berücksichtigt. Wir setzen

$$a + \frac{m g}{f} = x_0;$$

die Gleichung

$$m \frac{d^2 (x - x_0)}{d t^2} = - f(x - x_0) + r \frac{d (x - x_0)}{d t}$$

mit dem Integral

$$x - x_0 = e^{-\frac{r}{2m} t} \left(a_1 \cos \sqrt{\frac{f}{m}} t + a_2 \sin \sqrt{\frac{f}{m}} t \right)$$

stellt eine um den Mittelwert x_0 erfolgende einfache Schwingung dar. Wir wollen weiterhin von der Dämpfung, die mit einfachen Mitteln schwer nachzubilden ist, absehen und die Vorgänge lediglich mit Bezug auf die Schwingungsdauer betrachten. Die Schwingungsdauer ergibt sich aus der Gleichung

$$\frac{2\pi}{T} = \sqrt{\frac{f}{m}}$$

Wenn wir mit l die Verlängerung bezeichnen, welche die Feder bei Belastung mit dem Gewicht $m\,g$ erfährt,

$$l = x_0 - a = \frac{m\,g}{f}$$

bei der in Fig. 1 dargestellten Anordnung 6,2 cm bei 416 g, so ergibt sich, daß

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}$$

Die volle Periode, im Beispiel 0,5 s, eines Schwingungssystems dieser Art stimmt mit derjenigen eines Pendels überein, dessen Länge gleich der durch die Masse bewirkten Verlängerung der Feder ist.

Das einfache elektrische Schwingungssystem hat die Gleichung

$$L\frac{d^2 q}{d t^2} + R\frac{d q}{dt} + \frac{q}{C} = 0$$

wo q die augenblickliche Ladung des Kondensators, L die Induktivität, C die Kapazität, R der Widerstand sind.

Es ergibt sich

$$q = e^{-\frac{R}{2L}t}\left(q_1 \cos\frac{t}{\sqrt{CL}} + q_2 \sin\frac{t}{\sqrt{CL}}\right)$$

Es entsprechen daher einander:

Induktivität L und Masse m,

Kapazität C und Elastizität $\frac{1}{f}$.

Da ferner der Spannung am Kondensator $\frac{q}{C}$ die Größe $(x - x_0)f$ gleichwertig ist, so entspricht der elektrischen Spannung die augenblickliche Zugkraft der Feder; der Strom ist gleich $\frac{dq}{dt}$, dem $\frac{dx}{dt}$, also die Geschwindigkeit des Gewichts, als gleichbedeutend gegenübersteht.

Die Koppelung dient bei einer Empfangseinrichtung dazu, die im Antennenkreis durch das äußere Feld erzeugten Schwingungen auf die örtlichen Schwingungskreise zu übertragen. Sie geschieht entweder induktiv, also in Kreisen, die nicht leitend, sondern nur durch das magnetische Feld miteinander verbunden sind, oder direkt, indem ein Teil der Induktivität oder Kapazität beiden Kreisen gemeinsam ist. Da man in einem mechanischen Modell keine den Raum scheinbar überspringenden Kräfte, wie die eines magnetischen Feldes, kennt, so kann man nur die direkte Koppelung unmittelbar nachbilden, also dadurch, daß man einen Teil der schwingenden Massen beiden Schwingungssystemen angehören läßt. Im übrigen ist bekannt, daß induktive und direkte elektrische Koppelung auf dieselbe Differentialgleichung führen.

Um bei zwei schwingenden Systemen einen Teil der schwingenden Massen beiden Systemen gemeinsam zu machen, benutzen wir einen einarmigen Hebel nach folgender Anordnung (Fig. 2).

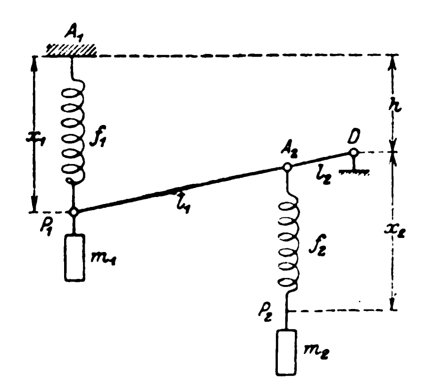


Fig. 2. Mittels einarmigen Hebels gekoppelte Systeme.

An einem Träger A_1 ist eine Feder f_1 und eine Masse m_1, eine Wagschale mit Gewichtstücken, aufgehängt, die in P_1 mit dem langen Arm $l_1 = \overline{P_1 D}$ eines Hebels gelenkig verbunden sind, dessen Drehpunkt in D festliegt. An dem kurzen Arm l_2 hängt eine zweite Feder f_2 mit der Masse m_2. Wir nennen a_1 und a_2 die Längen der Federn, wenn sie entspannt sind, bezeichnen mit x_1 den augenblicklichen Abstand des Punktes P_1 von A_1 während des Bewegungsvorgangs, mit h den senkrechten Abstand zwischen D und A_1, mit x_2

den senkrechten Abstand von P_2 und D. Wir wollen annehmen, daß im betrachteten Augenblick beide Massen m_1 und m_2 sich nach abwärts bewegen; dann sind beide Federn gespannt, u. zw. die erste mit der Kraft $f_1 (x_1 - a_1)$, die zweite mit der Kraft

$$f_2 \left(x_2 - a_2 - \frac{l_2}{l_1} (x_1 - h) \right)$$

Hierzu ist zu bemerken, daß wir den Hebel so lang (hier etwa 100 cm) und die Bewegungen so klein wählen, daß wir die Wege der Massen m_1 und m_2 als auf geradlinigen, senkrechten Bahnen erfolgend ansehen dürfen. Auch wird der Hebel in der Ruhe möglichst in der wagrechten Lage gehalten. Der Betrag $\frac{l_2}{l_1}(x_1 - h)$ bedeutet dann die Senkung des Punktes A_2 unter D.

Die Federn wirken auf den zunächst als masselos gedachten Hebel und die Masse m_1 folgendermaßen. Die Feder f_1 zieht nach oben, also entgegen der Bewegungsrichtung, die Feder f_2 zieht nach unten, also mit der Bewegungsrichtung; die von ihr ausgeübte Zugkraft kommt aber nur mit dem Anteil $\frac{l_2}{l_1}$ an der Masse m_1 zur Geltung. Für deren Bewegung haben wir daher folgende Gleichung:

$$m_1 \frac{d^2 x_1}{d t^2} = - f_1 (x_1 - a_1) + \frac{l_2}{l_1} f_2 \left[x_2 - a_2 - \frac{l_2}{l_1} (x_1 - h) \right] + m_1 g$$

Die Masse m_2 steht außer unter der Wirkung der Schwere nur unter derjenigen der Feder f_2, welche sie nach oben zieht, daher lautet ihre Bewegungsgleichung:

$$m_2 \frac{d^2 x_2}{d t^2} = - f_2 \left(x_2 - a_2 - \frac{l_2}{l_1} (x_1 - h) \right) + m_2 g$$

Diese Gleichungen führen für x_1 und x_2 zu folgenden:

$$m_1 m_2 \frac{d^4 x_1}{d t^4} + \frac{d^2 x_1}{d t^2} \left[f_1 m_2 + f_2 \left(m_1 + \left(\frac{l_2}{l_1} \right)^2 m_2 \right) \right] + \\ + x_1 f_1 f_2 = a_1 f_1 f_2 + f_2 g \left(m_1 + \frac{l_2}{l_1} m_2 \right)$$

$$m_1 m_2 \frac{d^4 x_2}{d t^4} + \frac{d^2 x_2}{d t^2} \left[f_1 m_2 + f_2 \left(m_1 + \left(\frac{l_2}{l_1} \right)^2 m_2 \right) \right] + x_2 f_1 f_2 = \\ = \left(a_2 + \frac{l_2}{l_1} a_1 \right) f_1 f_2 + \frac{l_2}{l_1} f_2 g \left(m_1 + \frac{l_2}{l_1} m_2 \right) + m_2 g f_1 - \frac{l_2}{l_1} f_1 f_2 h$$

Man ersieht aus der ersten, daß x_1 eine Schwingung um den Punkt im Abstand

$$a_1 + \frac{g}{f_1}\left(m_1 + \frac{l_2}{l_1} m_2\right)$$

als Mittelwert ausführt. Setzen wir diese Größe gleich h, nehmen wir also an, daß der Hebel in der Ruhelage wagrecht steht, so ergibt sich aus der zweiten Gleichung, daß der Mittelwert der Schwingungen x_2 um den Betrag $a_2 + \frac{m_2}{f_2} g$ unterhalb des Punktes D liegt, wie nach der Gleichung für das einfache System zu erwarten war.

Auf diese konstanten Glieder kommt es für den Schwingungsvorgang nicht wesentlich an. Wir wollen jetzt die in den veränderlichen Gliedern vorkommenden Konstanten mit denen zweier elektrischer gekoppelter Systeme vergleichen. Die Schwingungsgleichungen solcher Systeme sind, wenn wir von den Verlusten in Widerständen absehen:

$$L_1 \frac{d J_1}{d t} + \frac{q_1}{C_1} + M \frac{d J_2}{d t} = E_1$$

$$L_2 \frac{d J_2}{d t} + \frac{q_2}{C_2} + M \frac{d J_1}{d t} = E_2$$

Sie ergeben eine Differentialgleichung von der Form

$$(L_1 L_2 - M^2) \frac{d^4 u}{d t^4} + \frac{d^2 u}{d t^2}\left(\frac{L_2}{C_1} + \frac{L_1}{C_2}\right) + \frac{u}{C_1 C_2} = 0$$

Wir bringen diese Gleichung mit derjenigen der mechanischen Systeme in Übereinstimmung, wenn wir zunächst

$$f_2 = \frac{1}{C_2}, \quad m_2 = L_2, \quad f_1 = \frac{1}{C_1}$$

und dann

$$L_1 = m_1 + m_2 \left(\frac{l_2}{l_1}\right)^2$$

setzen. In der Tat hängt die Eigenfrequenz des Systems $m_2 f_2$, wenn wir das andere samt dem Hebel festhalten, nur von f_2 und m_2 ab. Wenn wir dagegen das System 2 schwingungsunfähig machen, nämlich die Masse m_2 ohne Feder am Hebel anhängen, so ist die Gesamtmasse als

$$m_1 + m_2 \left(\frac{l_2}{l_1}\right)^2$$

anzusehen, also als m_1 vermehrt um eine Masse, welche dasselbe Trägheitsmoment wie die Masse m_2 mit Bezug auf die Drehachse D hat. Hieraus ergibt sich auch, daß in m_1 eine dem Trägheitsmoment des Hebels entsprechende Masse einzurechnen ist.

Bringen wir nun auch die ersten Posten zur Übereinstimmung, indem wir einsetzen

$$m_1 = L_1 - \left(\frac{l_2}{l_1}\right)^2 L_2, \quad m_2 = L_2$$

so wird

$$m_1 m_2 = L_1 L_2 - M^2 = L_1 L_2 - \left(\frac{l_2}{l_1} L_2\right)^2$$

Der Koppelungsfaktor $\varkappa = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}}$ hat daher bei der mechanischen Anordnung den Wert

$$\varkappa = \frac{l_2}{l_1} \sqrt{\frac{m_2}{m_1 + \left(\frac{l_2}{l_1}\right)^2 m_2}}$$

Es geht aus diesen Beziehungen zwischen den mechanischen und elektrischen Größen hervor, daß man die Verhältnisse eines elektrischen Systems in dem mechanischen mit einer auch die Zahlenverhältnisse umfassenden Annäherung nachbilden kann; man wird nur einen ganz anderen Zeitmaßstab erhalten.

Wir wollen nun an einem derartigen Modell eines gekoppelten Systems einige Beobachtungen über die Schwingungsvorgänge ausführen.

Zunächst holen wir noch einige Beobachtungen über das einfache System nach, indem wir uns zugleich überführen, bei welcher Belastung die Wagschale das System $m_1 f_1$ einschließlich des Hebels mit dem für sich aufgehängten, unveränderlichen System $m_2 f_2$, wenn also keine Koppelung besteht, gleiche Schwingungsdauer hat. Wir finden, daß dies der Fall ist, wenn auf der Wagschale 238 g liegen, während bei 230 g die beiden Systeme schnell deutlich außer Tritt fallen.

Wenn wir die Masse des Systems m_2, nämlich 416 g, im Abstande $\frac{l_2}{l_1} = \frac{1}{18}$ anhängen, so haben wir, um die Schwingungsdauer des Primärsystems wieder herzustellen, die Belastung der Wagschale um $\frac{416}{324} = 1{,}3$ g zu vermindern, bei $\frac{l_2}{l_1} = \frac{1}{4}$ um $\frac{416}{16} = 26$ g. Wir können uns hiervon auch durch den Versuch leicht überzeugen. Wenn



wir in dieser Weise die Belastung der Wagschale nach der Lage des Systems $m_2 f_2$ ändern, so bleibt die Größe $m_1 + \left(\frac{l_2}{l_1}\right)^2 m_2$ bei allen Versuchen konstant.

Wir benutzen zu den Resonanzversuchen ein Metronom als Taktschläger. Stellt man dies auf 120 Schläge i. d. Min. und stößt danach zunächst das einfache System mittels des Exzenters an, so gerät es alsbald in lebhafte Schwingungen. Diese nehmen, wenn man die Anstöße unterbricht, bei den geringen dämpfenden Ursachen nur sehr langsam ab; eine genauere Beobachtung zeigt, daß nach 110 vollen Schwingungen deren Weite im Verhältnis 30 : 16 zurückgegangen ist. Daraus ergibt sich das logarithmische Dämpfungsdekrement zu dem außerordentlich geringen Wert von 0,0057. Hätten wir ein elektrisches System so geringer Dämpfung, so würde bei Erregung mit ungedämpften Schwingungen eine Änderung von deren Frequenz um 0,6 % genügen, um den Integraleffekt auf die Hälfte herunter zu setzen. Wenn wir hier das Metronom um etwa 1 % tiefer stellen, so bemerken wir zunächst keine augenfällige Verminderung der Schwingungsweite, indessen stellt sich nach einiger Zeit ersichtlich eine Phasendifferenz zwischen der schwingenden Bewegung und den an der Kurbeldrehung deutlich erkennbaren Anstößen heraus. Auf die Dauer kommt die Schwingung nahezu zur Ruhe, um dann wieder anzugehen, von neuem auszusetzen; dies dauert nach der Theorie so lange, wie eine freie Schwingung nach ihrem ersten Anstoß währen würde; schließlich bleibt nur die erzwungene Schwingung übrig. Wenn daher ein wenig gedämpfter Kreis durch eine mit seiner Resonanzschwingung nicht genau zusammenfallende Schwingung erregt wird, so prägt sich in den ersten Amplituden gegen die bei Resonanz kein besonderer Unterschied aus. Etwas anderes ist es mit der gesamten, durch einen Wellenzug auf den Kreis übertragenen Energie. Während bei Erregung in Resonanz die Amplitude einem konstanten Wert zustrebt, wenn die erregende Schwingung ungedämpft ist, und bei Erregung durch eine gedämpfte Schwingung bis zu einem Höchstwert ansteigt und von diesem allmählich abnimmt, treten bei Erregung außer Resonanz Schwebungen, also Zeiträume auf, in denen die Amplitude fast Null ist, die also zu der Größe $\int I^2 R\, dt$ so gut wie nichts beitragen.

An dem gekoppelten System zeigt man gewöhnlich das Vorhandensein der beiden Koppelungsschwingungen durch die Schwebungen, welche auftreten, wenn man dem einen System einen einmaligen Anstoß gibt. Man kann dies natürlich auch an dem Schwingungsmodell



nach Fig. 3 zeigen; wir benutzen die Schwebungen, um den Koppelungsfaktor zu berechnen.

Wenn ω_1 und ω_2 die beiden Koppelungsfrequenzen sind, ω die gemeinsame Grundfrequenz und $\varkappa$ den Koppelungsfaktor bezeichnen, so ist

$$\omega_1 = \frac{\omega}{\sqrt{1 - \varkappa}}, \quad \omega_2 = \frac{\omega}{\sqrt{1 + \varkappa}}$$

Die Schwebungen ergeben eine schnelle Schwingung von der Frequenz $\frac{\omega_1 + \omega_2}{2}$, deren Amplituden durch die Kurve einer Schwin-

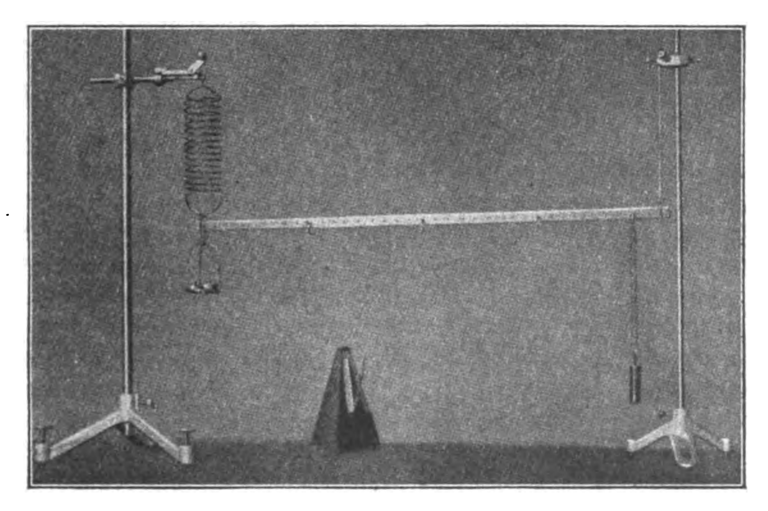


Fig. 3. Zwei lose gekoppelte Systeme.

gung von der Frequenz $\frac{\omega_1 - \omega_2}{2}$ eingeschlossen werden. Wenn von einem Zeitpunkt, in welchem die schnellen Schwingungen in Ruhe sind, bis zum nächsten $\frac{n}{2}$ solcher Schwingungen verlaufen, n also auf eine volle Periode der Schwebungen kommen, so ist also

$$\omega_1 + \omega_2 = n(\omega_1 - \omega_2)$$

oder

$$\frac{\omega_1}{\omega_2} = \sqrt{\frac{1 + \varkappa}{1 - \varkappa}} = \frac{n + 1}{n - 1}$$

daher

$$\varkappa = \frac{2n}{n^2 + 1}$$

Wenn n^2 beträchtlich gegen 1 ist, also etwa $n > 10$, so ist ziemlich genau $\varkappa = \frac{2}{n}$, also das Reziproke der Zahl der Schwingungen von einem Ruhepunkt zum anderen.

Hängt man im Abstand $\frac{l_2}{l_1} = \frac{2}{36}$ ein zweites System mit 200 g Masse auf und stößt eins der Systeme an, so beobachtet man, daß alle 24, genauer alle 23,7 Schwingungen eines der gekoppelten Systeme zur Ruhe kommt. Daher ist $\varkappa = 0{,}042$. Wir erhalten also für die Koppelungsschwingungen

$$\nu_1 = 122{,}5\,, \quad \nu_2 = 117{,}5$$

Stellt man das Metronom auf eine dieser Frequenzen ein und erregt das gekoppelte System danach, so ergibt sich zunächst, daß die Schwingungen sehr empfindlich von der genauen Einstellung des Metronoms sind. Wenn man nämlich, nachdem die Bewegungen eingeleitet sind, das Metronom abstellt und die Antriebe allein nach dem Auge bemißt, so ist es möglich, die Schwingungen andauernd zu unterhalten, wie die Resonanzschwingungen des einfachen Systems, während schon bei einer sehr geringen Fehleinstellung des Metronoms Schwebungen auftreten. Hat man in einer der Koppelungsfrequenzen angestoßen und hört dann damit auf, so setzen sich die Schwingungen in der gewählten Koppelungsschwingung ohne Schwebungen fort. Bei Anstößen in einer anderen Freqnenz treten dagegen stets Schwebungen auf, u. zw. treten sie um so häufiger ein, je mehr die aufgedrückte Frequenz von der nächsten Koppelungsfrequenz abliegt. Das Bild der Schwebungen ist sehr verwickelt, die Schwingungsweiten zwischen den einzelnen Ruhestellen nehmen erst zu, dann wieder ab.

Die Feststellung, daß der sonst bei gekoppelten Systemen stattfindende Energieaustausch in Form von Schwebungen nicht vor sich geht, solange die Systeme durch periodische Anstöße in einer der Koppelungsfrequenzen erregt werden, und wenn sie danach frei ausschwingen, ist meines Wissens neu. Die „Scheu vor der Resonanz“, von der M. Wien[1]) bei gekoppelten Systemen spricht, besteht also im eigentlichen Sinne nicht; denn die Eigenfrequenz jedes Teilsystems für sich ist keine Resonanzfrequenz des ganzen Systems.

1) „Wied. Ann.“, Bd. 61, S. 181.

Mit Bezug auf die höchsten Amplituden bei Erregung durch eine von der Resonanzfrequenz etwas abweichende liegen bei gekoppelten Systemen dieselben Verhältnisse vor, wie bei einfachen. Es ergibt sich daraus der Grund, warum man mit Empfängern, die auf Spannung, also Amplituden ansprechen, keine scharfe Abstimmung erhalten kann.

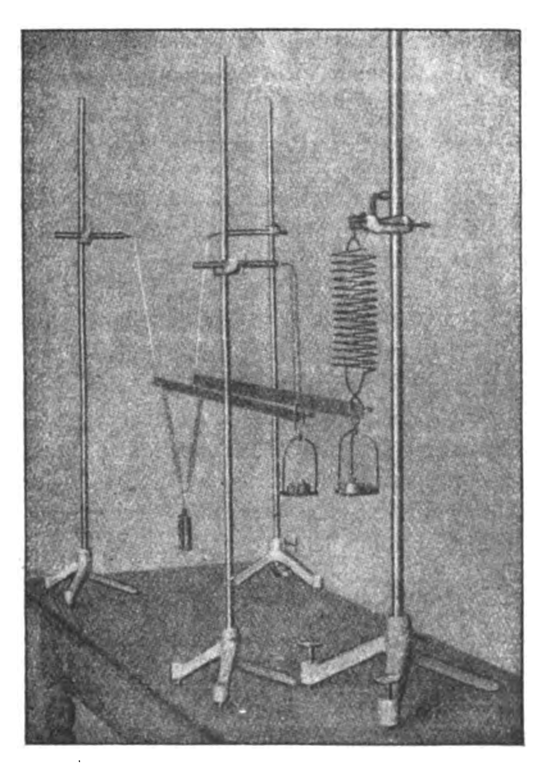


Fig. 4. Zwei Systeme, lose mit abgestimmtem Zwischensystem gekoppelt.

Um bei gekoppelten Systemen die Abstimmung schärfer zu machen, wendet man doppelte Koppelung mit einem abgestimmten Zwischenkreis an. Dies wird in dem Modell Fig. 4 nachgebildet, in welchem zwei dem bisher verwendeten Primärsystem ähnliche durch ein beiden gleichgestimmtes System gekoppelt sind, von dessen Federn die eine an dem Primär- und die andere an dem Tertiärsystem angreift.

Es ist anzunehmen, und wird auch durch den Versuch bestätigt. daß diese Anordnung nur bei loser Koppelung eine scharfe Auslese

gibt. Wir verwenden daher beidemale eine Koppelung, bei der $\frac{l_2}{l_1} = \frac{1}{10}$; wegen der verschiedenen Massen des Primär- und Tertiärsystems ist $\varkappa_{12} = 0{,}042$, $\varkappa_{23} = 0{,}066$.

Untersucht man das Modell mit dem Metronom, so ergibt sich, daß es für eine der Schwingung 120 nahe benachbarte in Resonanz anspricht, also größte Amplituden zeigt und frei von Schwebungen ist. Dagegen scheint die Resonanz nicht so scharf zu sein, wie bei einem einfach gekoppelten System, insofern man sich etwas weiter, als bei jenem aus der Resonanzlage entfernen kann, ohne daß andere als sehr lange Schwebungen auftreten. Eine interessante Beobachtung ist, daß das Zwischensystem bei den Resonanzschwingungen scheinbar in Ruhe bleibt. Seine Gewichte bleiben dann fast auf derselben Stelle und die Bewegungen liegen nur in den Federn. Wenn dagegen eine andere als die Resonanzschwingung aufgezwungen wird, so kommen auch die Gewichte des Zwischensystems in lebhafte Bewegung, derart, daß sie bald mit dem Primär-, bald mit dem Tertiärsystem zusammenschwingen, u. zw. in gleichem Sinn bei Frequenzen unter der Resonanzlage und in entgegengesetztem Sinne bei Frequenzen über der Resonanzlage.

Wie wenig ausgeprägt trotz der doppelten Siebung die Resonanz bei Spannungsempfängern (z. B. Frittern) ist, soll durch folgenden Versuch erläutert werden, der auch das mechanische Modell eines solchen Empfängers benutzt. An der Schale des tertiären Systems hängen wir wagerecht mittels Fäden eine Brücke auf, deren Unterseite ein Platinblech trägt, indem wir ihr Gewicht auf der Schale ausgleichen. Sie dient dazu, bei einer bestimmten einstellbaren Amplitude für einen Augenblick eine leitende Verbindung zwischen zwei wagerechten Platindrähten herzustellen, so daß dadurch die Elektromagnetwickelung eines Relais kurzgeschlossen wird. Dessen abfallender Anker, der nach dem Aufhören des Kurzschlusses durch den Strom nicht wieder herangeholt werden kann, sondern von Hand wieder herangelegt werden muß, schließt den Kreis eines Weckers.

Wir wollen nun annehmen, der ankommende Wellenzug bringe eine bestimmte Zahl wirksamer Anstöße. Diese setzen das System in Schwingungen, die natürlich nach dem Aufhören der Anstöße zunächst andauern. Wir stellen ferner fest, daß, wenn die Anstöße in der Resonanzfrequenz erfolgen, das Tertiärsystem eine einseitige Schwingungsweite von 30 mm nach 50 vollen Schwingungen erreicht. Im Betriebe dürfte man nicht darauf rechnen, daß die volle Amplitude jedesmal wirklich erreicht wird, sondern hätte sich mit einem Teil

davon zu begnügen; wir stellen daher den Empfänger auf eine Schwingungsweite von 20 mm ein. Diese wird von der Resonanzschwingung (rund 120 Schläge i. d. Min.) schon nach 24 Anstößen erreicht. Aber auch benachbarte Frequenzen lösen den Empfänger aus, u. zw. nach den folgenden Zahlen von Anstößen:

Frequenz	117	118	119	120	121	122	123
Anstöße	56	24	23	24	25	26	44

Man sieht also z. B., daß unter den vorliegenden Bedingungen der Empfänger auf einen Wellenzug von 40 Anstößen innerhalb des Gebietes der Frequenzen von 118 bis 122 anspricht.

Auch integrierende Detektoren werden, falls der Sender gedämpfte Schwingungen aussendet, kein erheblich anderes Bild geben. Ehe die Schwebungen auftreten, durch welche, wie erörtert, der Integraleffekt vermindert wird, wird in der Regel der ganze Wellenzug abgelaufen sein. Beim Modell stand das Tertiärsystem zum ersten Male still nach 40 Stößen bei der Frequenz 118. Meines Wissens hat man auch in der praktischen Funkentelegraphie derartige Wahrnehmungen gemacht, welche den technischen Wert der abgestimmten Zwischenkreise als nicht allzu hoch erscheinen lassen.

Wir haben bisher die Annahme gemacht, daß die untereinander gekoppelten Systeme jedes für sich auf die gleiche Frequenz abgestimmt seien. Diese Voraussetzung hat die Empfangsschaltungen der ersten Zeit, nachdem man die Vorteile der Resonanz erkannt hatte, in hohem Maße beherrscht. Man beobachtete dann das Auftreten der beiden Wellen, durch welches die Abstimmung tatsächlich verloren geht, und fand ein Gegenmittel in der losen Koppelung, durch welche aber die Empfangsstärke wieder so weit herabgesetzt wird, daß der Vorteil der Resonanz, große Schwingungsweiten zu liefern, zu einem beträchtlichen Teil verloren geht.

Wir wollen nunmehr zu solchen Systemen übergehen, deren Teile nicht oder nicht ausdrücklich auf eine bestimmte Grundschwingung abgestimmt sind, und durch Versuch deren tatsächliches Verhalten beobachten.

Wir führen diesen Zustand herbei, indem wir die Wagschale m_1 nur mit 200 g belasten, ferner auf einen Ausgleich des gekoppelten Gewichtes bei verschiedenen Koppelungen verzichten. Wir brauchen, da es nicht auf die Erhaltung einer vorher eingestellten Resonanzfrequenz ankommt, nicht lose zu koppeln, sondern können eine beliebige stärkere Koppelung wählen.

Wenn man ein solches System nach dem Auge periodisch so anstößt, daß die Schwingungsweiten sich allmählich steigern, so findet man, daß auch dies System zwei Eigenschwingungen hat, deren jede ebenso wie bei gleichgestimmten Systemen sich erhält, ohne in Schwebungen zu verfallen. Unter den vorliegenden Verhältnissen ist vorher festgestellt worden, daß diese Frequenzen 104 und 137 sind. Stoßen wir die Systeme nach dem Taktschläger mit dem Exzenter mit der einen oder der anderen Geschwindigkeit an, so stellen sich die schon mit der Hand dargestellten Schwingungen ein. Es ist möglich, ab wechselnd die eine und die andere Schwingung aufzudrücken; dann entstehen natürlich Schwebungen.

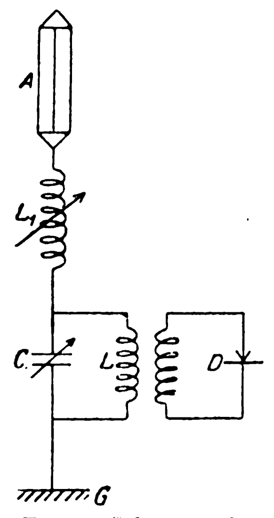


Fig. 5. Schwungradschaltung.

Wenn man die Systeme mit einer neben einer Resonanz liegenden Frequenz erregt, so spalten sich wieder die beiden Hauptschwingungen ab, und es entstehen ebenfalls Schwebungen. Es finden also bei nicht gleichgestimmten Systemen im wesentlichen dieselben Vorgänge wie bei gleichgestimmten statt, nur daß die ausgezeichneten Frequenzen bei gleichgestimmten Systemen für eine gegebene Koppelung höhere Amplituden liefern.

Wenn aber nur dieser Unterschied besteht, so kann man sich die Mühe der Gleichstimmung, also Einzelabstimmung ersparen, indem man stärker koppelt und die Verhältnisse so wählt, daß eine der Resonanzwellen mit der zu empfangenden zusammenfällt. Infolge der stärkeren Koppelung wird der Unterschied der Resonanzwellen immer größer, also die Anordnung praktisch immer mehr eintönig.

Der Grenzfall, die möglichst feste Koppelung, führt auf die heute hauptsächlich angewandte, als Schwungradschaltung bezeichnete Anordnung. Bei der elektrischen Anordnung (Fig. 5) ist die Antenne A, gegebenenfalls über eine einstellbare Spule L_1, an eine andererseits geerdete Spule L gelegt, deren Induktivität groß gegen die der Antenne ist. Der Spule ist ein einstellbarer Kondensator C parallel geschaltet, mit dem auf die Empfangswelle eingestellt wird. Mit der Spule L ist der Detektorkreis D lose gekoppelt, der durch den Widerstand des Detektors aperiodisch gemacht wird, in dem also freie Schwingungen fast sofort gedämpft werden.

Sehen wir vom Detektorkreis vorläufig ab, so ist das mechanische Modell dieses Systems eine Antennenspule mit angehängtem Schwingungssystem vergleichsweise großer Masse. Der einstellbare Kondensator kann mit einfachen Mitteln nur durch auswechselbare Federn gleicher Art, aber verschiedener Länge ersetzt werden.

Bei dem mechanischen Modell (Fig. 6) haben wir eine Antennenspirale, an der mittels leichter, auswechselbarer Federn eine Masse von 550 g aufgehängt ist. Das System hat zwei Resonanzschwingungen, eine langsame, die ungefähr der gesamten Elastizität der beiden Federn und der angehängten Masse entspricht, und eine schnelle, annähernd der Eigenfrequenz der Antennenspirale entsprechend. Erregt man das System in einer der Resonanzschwingungen, so zeigt sich auch hier, daß diese sich dauernd halten. Bei der langsamen Schwingung gehen beide Teile, Antenne und Gewicht, gleichzeitig in demselben Sinn, bei der schnellen dagegen entgegengesetzt. Es ist auf den ersten Blick erstaunlich, daß im letzteren Fall das schwere Gewicht an der Feder in so schnelle Schwingungen kommt; bei näherer Betrachtung beobachtet man, daß sich in der unteren Spiralfeder ein Schwingungsknoten ausbildet.

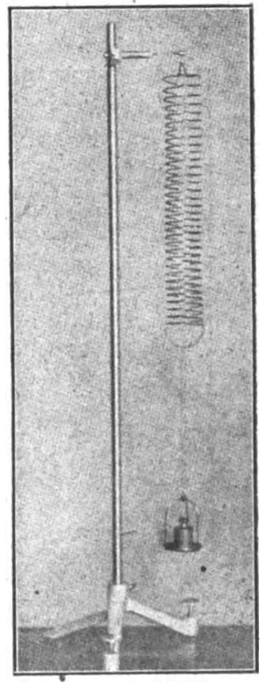


Fig. 6. Fest gekoppelte, nicht abgestimmte Systeme.

Mit einem Satz Federn gleicher Drahtstärke, aber verschiedener Windungszahl, kann man die Anordnung auf eine gegebene Schwingungszahl einstimmen, entsprechend dem Gebrauch des veränderlichen Kondensators bei unveränderlicher Abstimm- und Koppelungsspule.

Es ist bei dem mechanischen Modell freilich bequemer, die Belastung der Wagschale zu ändern.

Wir machen von dieser Vereinfachung Gebrauch bei einem Modell, welches die vollständige Anordnung eines Empfangssystems nach der Schwungradsschaltung, in Verbindung mit einem aperiodischen Kreis darstellt.

Es wird darin das an die Antennenspirale angehängte Schwingungssystem zwischen Spirale und Gewicht noch mittels eines Hebels lose mit einem dritten System gekoppelt. Im Falle des elektrischen

Systems ist dies eine Spule ziemlich hoher Induktivität, deren Eigenkapazität schon in Frage kommt. Es ist zweckmäßig, diese vor der Belastung mit dem integrierenden Detektor auf eine der zu empfangenden Frequenz naheliegende abzustimmen. Demgemäß ist im mechanischen Modell (Fig. 7) ein System mit kurzer starker Feder und mit großer Masse gewählt worden, das annähernd dieselbe Frequenz wie

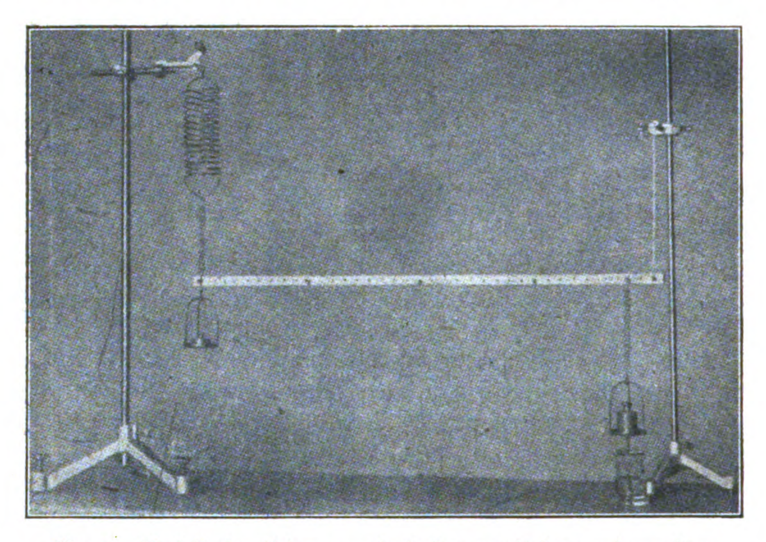


Fig. 7. Modell der Schwungradschaltung mit lose gekoppeltem aperiodischen Kreis.

das Hauptsystem hat. Durch eine in Wasser tauchende Scheibe ist es aperiodisch gemacht. Man könnte die Ähnlichkeit noch weiter treiben, indem man die Scheibe als Kolben einer kleinen Pumpe arbeiten ließe, die die einzelnen Anstöße ansammelt.

Wenn man das aperiodische System bei loser Koppelung anhängt, wie es ja beim funkentelegraphischen Empfang zur scharfen Einstellung auch geschieht, so wird das Hauptsystem durch das seinen Bewegungen folgende aperiodische kaum beeinflußt, so daß also die Abstimmschärfe erhalten bleibt. Wenn man dagegen stark koppelt, wie es in der Funkentelegraphie wohl beim Suchen geschieht, so wird auch das Hauptsystem stark gedämpft, also weniger resonanzfähig.

Die in der Praxis verwendeten Empfangsschaltungen haben eine Einrichtung, um nach Umschaltung neben der durch die besprochene Schaltung bewirkten Verlängerung der Antennenschwingung mit den

gleichen Einzelteilen eine verkürzte Welle zu empfangen; indem der Kondensator C statt parallel zur Spule L in Reihe mit Spule und Antenne geschaltet wird. Auch hierfür gibt es ein mechanisches Modell, welches neben der gleiches bedeutenden elektrischen Schaltung in Fig. 8 dargestellt ist. Man hat nämlich die den Kondensator darstellende Feder f parallel zur Antennenspirale an einem festen Punkte

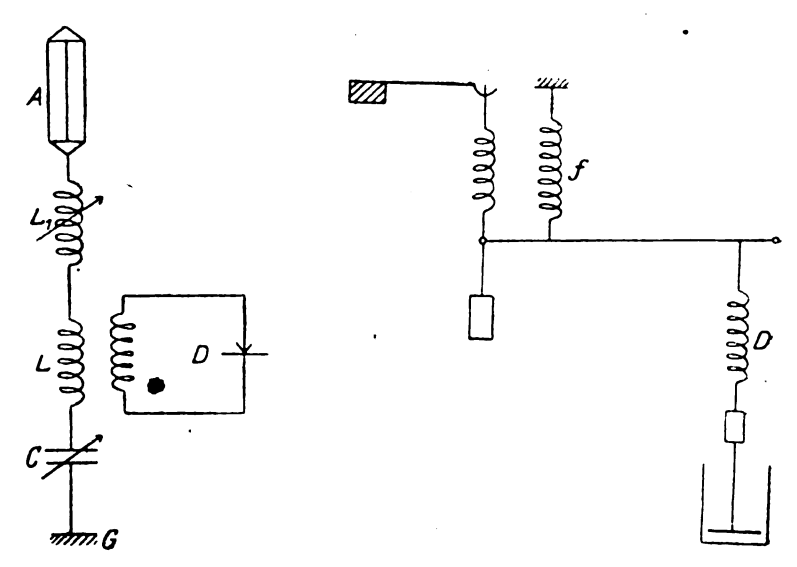


Fig. 8. Elektrische und mechanische Anordnung zur Wellenkürzung.

und am Hebel zu befestigen. Der Reihenkondensator verkleinert die Gesamtkapazität, die einer anderen parallel geschalteten Feder vermindert die Elastizität. Die dargestellte Anordnung läßt beide Federn an etwas verschiedenen Hebelarmen angreifen, zur genauen Übereinstimmung müßten die Arme gleich sein; dies würde aber wegen der ungleichen Stärke der beiden Federn umständlichere Konstruktionen der Hebellagerung erfordern.

Wenn die Abgleichungsfeder in Reihe mit der Antennenfeder war, war die langsame Resonanzfrequenz 72, bei Parallelschaltung beider ist sie auf 138 gestiegen; die Antennenspule ergibt mit dem Gewicht allein die Frequenz 106. Dieselbe Feder verlängert also die Periode je nachdem im Verhältnis 100 : 68 oder verkürzt sie im Verhältnis 100 : 130.

Fig. 9 stellt elektrische und mechanische Anordnungen dar, bei welchen ein Empfangssystem, das eine bestimmte Resonanzfrequenz hat, gegen die Wellen einer davon etwas abwechselnden Frequenz dadurch gesichert wird, daß die störenden Wellen eine selbständige Schwingung hervorbringen, an deren Bahn das Empfangssystem in einem neutralen Punkt angeschlossen ist. Die elektrische Schaltung

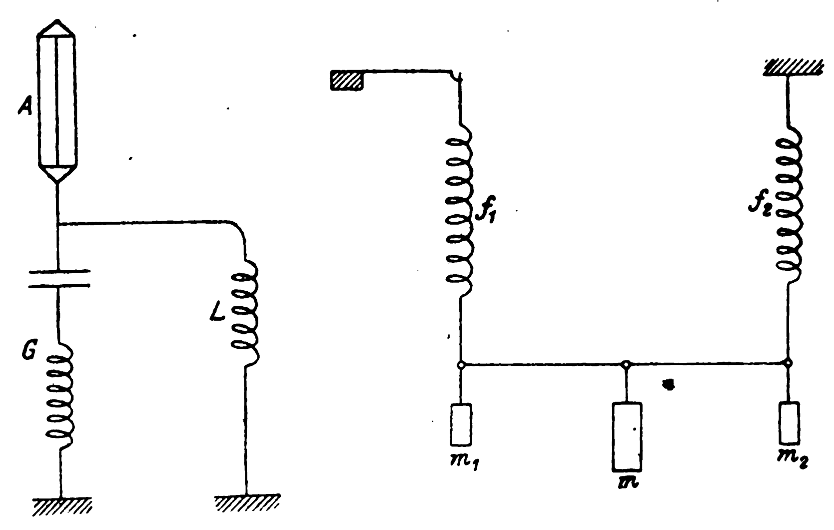


Fig. 9. Anordnungen zur Ausscheidung störender Schwingungen.

stammt von J. St. Stone und sie könnte etwa Anwendung finden im gegenseitigen Verkehr zweier Stationen. Die dem eigenen Sender benachbarte Empfangsantenne wird durch dessen Wellen gestört. Macht man die Wellen der einen Richtung etwas verschieden von denen der anderen, so kann die Ausgleichschaltung angewandt werden.

Die elektrische Anordnung sieht zwischen Antenne A und Erde ein System G von Kondensator und Spule von solcher Abstimmung vor, daß sich für die störende Schwingung zwischen beiden Systemen ein Spannungsknoten ausbildet. In diesem ist die Spule L des Empfangssystems mit oder ohne Abstimmkondensator angeschlossen, und das Ganze so abgestimmt, daß die Spule L in Reihe mit dem Parallelsystem der Antenne A und der Gegenantenne G mit der zu empfangenden Welle in Resonanz ist.

In der mechanischen Nachbildung Fig. 9 und 10 benutzen wir zwei gleiche Schwingungen $f_1 m_1$ und $f_2 m_2$, von denen das eine die

Anstöße aufnimmt, das andere an einer festen Aufhängung endet. Sie entsprechen Antenne und Gegenantenne. Wir verbinden sie untereinander durch eine Stange. Bei Erregung durch die Eigenfrequenz der Systeme bleibt die Mitte dieser Stange in Ruhe. Dort hängen wir ein Gewicht m auf, welches die Spule L vertritt. In einer bestimmten, von der ersten abweichenden Frequenz erregt, schwingt die An-

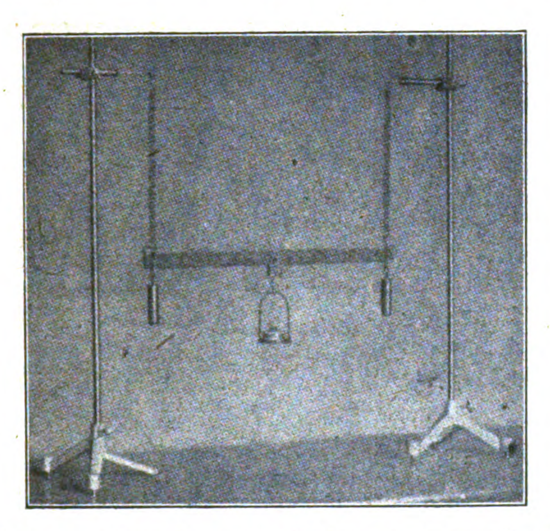


Fig. 10. Schwingungssystem zur Ausscheidung einer störenden Schwingung.

ordnung dann so, daß die Stange sich parallel verschiebt, ohne daß sie Schaukelbewegungen macht. Man könnte selbstverständlich an dem neutralen Punkt noch Spiralfedern zur Verkürzung oder Verlängerung der Periode, entsprechend Kondensatoren parallel zur oder in Reihe mit der Spule anbringen.

Wenn man nun das System in der zu empfangenden Frequenz in Bewegung setzt, und die störende Frequenz dazwischen einsetzen läßt, so beobachtet man zwar, daß der Hebel Schaukelbewegungen macht, daß dagegen die regelmäßigen Bewegungen des Gewichts m sich nicht ändern.

Daß die mechanischen Schwingungen voneinander unabhängig sind, wurde mittels einer Kontaktvorrichtung gezeigt, deren Körper durch das mittlere Gewicht in senkrechter Lage gehalten wird, während ein Kontaktarm mit dem Hebel hin und hergeht. Durch einen über die

Kontakte gehenden Stromkreis lassen sich die störenden Schwingungen anzeigen, während ersichtlich die zu empfangende Schwingung immer vom Knotenpunkt der störenden ausgeht.

Wenn man bedenkt, wie kompliziert die Rechnung über solche Vorgänge schon bei ganz einfachen Voraussetzungen wird, so dürften die beschriebenen Einrichtungen, die mit sehr einfachen Mitteln auch verwickelte Anordnungen darstellen können, als ein besonders für Übungen geeignetes Mittel anerkannt werden, die Vorgänge in funkentelegraphischen Empfangsschaltungen anschaulich zu machen.

(Eingesandt 1. Februar 1917.)

Adresse des Autors: Geheimrat Prof. Dr. F. Breisig, Kaiserl. Telegraphen-Versuchsamt, Berlin W 9, Königgrätzer Str. 20.

Referate.

Mechanische Analogien der Koppelungsvorgänge zwischen zwei elektrischen Schwingungskurven. (Pomey, Revue gén. de l'Électr. T. I, Nr. 3, S. 83.)

Zur mechanischen Darstellung der Koppelungsvorgänge zwischen zwei Schwingungskreisen, deren jeder Widerstand, Kapazität und Eigeninduktivität besitzt, und die einander durch die Gegeninduktivität beeinflussen, bedient man sich meistens eines Systems von zwei Pendeln, die an einer wagerecht gespannten Schnur hängen oder auch zweier Pendel, von denen das eine eine feste Aufhängung besitzt, während das zweite an der Masse des ersten aufgehängt ist. Man kann auch zwei Magnetnadeln verwenden, die im Erdfelde schwingen, und deren Schwingungen einerseits durch die Torsion der Aufhängung, andererseits durch die gegenseitige Anziehung bestimmt werden, welch letztere man durch Wahl des Abstandes verändern kann.

Bei allen diesen Vorgängen erkennt man, wie die lebendige Kraft von einem System zum anderen hin- und hergeht. Diese Modelle eignen sich auch wegen ihrer Einfachheit und wegen der geringen Reibung.

Indessen geben sie kein vollständiges Bild der Vorgänge in elektrischen Kreisen, weil bei ihnen die kinetische Energie gleichzeitig von den Quadraten der Geschwindigkeiten und von den Schwingungsweiten abhängt, während die kinetische Energie in elektrischen Kreisen

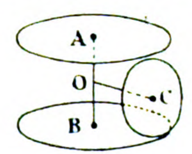
eine quadratische Funktion der den Geschwindigkeiten entsprechenden Stromstärken, aber mit konstanten Koeffizienten, ist.

Nennt man q_1 und q_2 die Zeitwerte der Ladungen zweier Kreise, so gelten für gekoppelte Kreise die bekannten Gleichungen:

$$L_1 \frac{d^2 q_1}{d t^2} + M \frac{d^2 q_2}{d t^2} + R_1 \frac{d q_1}{d t} + \frac{q_1}{C_1} = 0$$

$$L_2 \frac{d^2 q_2}{d t^2} + M \frac{d^2 q_1}{d t} + R_2 \frac{d q_2}{d t} + \frac{q_2}{C_2} = 0$$

Bewegungsgleichungen derselben Form wie die vorstehenden gelten für folgende mechanische Anordnung. A und B sind zwei Kreisscheiben, welche lose auf gemeinsamer, fester Achse sitzen und jede einzeln durch eine an der Scheibe und an einem festen Anschlag befestigte Spiralfeder eine gegebene Ruhelage haben. Eine dritte Kreisscheibe C ist drehbar



auf einer Achse $O\,C$ befestigt, die sich selbst wieder in einer zur Achse $A\,B$ senkrechten Ebene frei drehen kann. Es wird vorausgesetzt, daß Reibungen in Zapfen und Lagern nicht bestehen, daß dagegen eine Reibung durch den Luftwiderstand anzunehmen sei; ferner soll die Scheibe C, ohne zu gleiten, zwischen den Scheiben A und B laufen.

Man erkennt, daß wenn A und B sich zur gleichen Zeit mit gleicher Geschwindigkeit und in gleichem Sinn bewegen, die Scheibe C, ohne sich zu drehen, am Arme $O\,C$ um die Achse $A\,B$ mitgeführt wird, während, falls A und B sich mit gleicher Geschwindigkeit, aber im entgegengesetzten Sinne drehen, die Scheibe C bei stillstehendem Arm $O\,C$ sich um diesen dreht. Bei ungleichen Geschwindigkeiten von A und B dreht sich C sowohl um seine Achse $O\,C$ als auch mit dieser um $A\,B$.

Wir greifen aus der Bewegung einen Zeitpunkt t heraus, in dem die Scheibe C die Scheibe A an einem durch den Ablenkungswinkel α gegen die Ruhelage von A bezeichneten Punkte berührt, die Scheibe B an einem durch den Winkel β bezeichneten Punkt. Ist r der Radius von C, R die Länge von $O\,C$, so hat sich die Scheibe C um ihre Achse $O\,C$ um den Winkel $\frac{1}{2}\frac{R}{r}(\alpha - \beta)$ gedreht, während der Arm

OC mit der Scheibe C um AB eine Drehung vom Winkel $\frac{1}{2}(\alpha + \beta)$ ausgeführt hat.

Führen wir ein $\frac{d\alpha}{dt} = \alpha'$ und ähnliche Bezeichnungen bei den anderen Winkeln, so wird zunächst die kinetische Energie der Scheiben A und B

$$\tfrac{1}{2} J_1 \alpha'^2 \quad \text{und} \quad \tfrac{1}{2} J_2 \beta'^2$$

wenn J_1 und J_2 ihre Trägheitsmomente sind. Die kinetische Energie der Scheibe C rührt von zwei Beweguugen her, deren erste die Drehung um den als stillstehend gedachten Arm OC ist, und deren zweite im Umlauf des Armes OC samt der als stillstehend gedachten Scheibe C um die Achse AB besteht. Für die erste Bewegung kommt das Trägheitsmoment mit Bezug auf die durch ihren Mittelpunkt senkrecht gehende Achse in Betracht, das bei homogener Masse und kreiszylindrischer Gestalt den Wert $\frac{1}{2} Mr^2$ hat. Für die andere Bewegung ergibt sich das Trägheitsmoment aus dem der Scheibe C mit Bezug auf ihren Durchmesser, $\frac{1}{4} Mr^2$ zuzüglich dem Betrage MR^2 für das Trägheitsmoment der ganzen Masse M in bezug auf die Achse AB. Unter Berücksichtigung der genannten Geschwindigkeiten der beiden Bewegungen ergibt sich für die kinetische Energie der Scheibe C dcr Betrag

$$\frac{1}{2}\,\frac{Mr^2}{2}\,\frac{R^2}{r^2}\,\frac{(\alpha' - \beta')^2}{4} + \frac{1}{2}\left(MR^2 + \frac{Mr^2}{4}\right)\frac{(\alpha' + \beta')^2}{4}$$

Für die gesamte kinetische Energie des Systems ergibt sich daher ein Ausdruck von der Form

$$\tfrac{1}{2}\,\mathfrak{L}_1 (\alpha')^2 + \mathfrak{M}\,\alpha'\beta' + \tfrac{1}{2}\,\mathfrak{L}_2 (\beta')^2$$

worin

$$\mathfrak{L}_1 = \frac{3}{8} MR^2 + \frac{Mr^2}{16} + J_1$$

$$\mathfrak{L}_2 = \frac{3}{8} MR^2 + \frac{Mr^2}{16} + J_2$$

$$\mathfrak{M} = \frac{1}{4} MR^2 + \frac{Mr^1}{8}$$

Da die potentielle Energie in den bei der Bewegung gespannten Spiralfedern von der Form

$$\frac{1}{2}\left(\frac{\alpha^2}{C_1} + \frac{\beta^2}{C_2}\right)$$

ist, und man ferner für die Gegenkräfte der Luftreibung die Beträge

$$-R_1\alpha' \quad \text{und} \quad -R_2\beta'$$

einzusetzen hat, so kommt man bei dem mechanischen System für α und β auf dieselben Gleichungen, wie bei dem elektrischen System für q_1 und q_2.

(Mit einigen Änderungen frei übersetzt von F. Breisig.)

Zusatz des Übersetzers. Da in dem in meinem Aufsatz beschriebenen Anordnungen nur die elastischen Kräfte und die Massen den zeitlichen Verlauf der Schwingungen bestimmen, so gelten auch für sie, wie überdies nachgewiesen, Gleichungen derselben Art, wie für die elektrischen Kräfte. Das Modell von Pomey würde außerdem wahrscheinlich große Dämpfung zeigen, veranlaßt durch die Lager- und Zapfenreibung, ferner wird die Bedingung des Rollens ohne Gleiten in Wirklichkeit schwer zu erfüllen sein. F. Breisig.

(Eingesandt 1. April 1917.)

Adresse des Übersetzers: Dr. F. Breisig, Telegraphen-Versuchsamt, Berlin W 9, Königsgrätzerstr. 20.

Mitteilungen aus der Praxis.

Vergleichende Untersuchungen über die Arten des Audions (Vakuumröhren oder Ionenventile mit drei Elektroden).

Von G. Vallauri.

1. Allgemeine Bemerkungen.

Die recht beachtenswerten Vorzüge, welche die Vakuumröhren mit drei Elektroden (Audion[1]) als Apparate für die drahtlose Tele-

1) In einer für das „Yearbook of Wireless Telegraphy", 1917, bestimmten Arbeit schlägt Herr W. Eccles für diese Apparate den Namen „Ionenventile" vor. Streng genommen müßte man sagen: „Ionenventile mit drei Elektroden", um sie von den älteren Formen zu unterscheiden, die nur



graphie aufweisen, haben ihnen eine von Tag zu Tag zunehmende Verbreitung gesichert und sowohl die private als auch die staatliche Industrie der in technischer Hinsicht fortgeschrittensten Länder veranlaßt, das Problem ihres Baues anzugreifen. Auf diese Weise ist eine gewisse Mannigfaltigkeit der Ausführungsformen entstanden, die zwar als grundlegende Eigenschaft das gemeinsam haben, daß sie drei

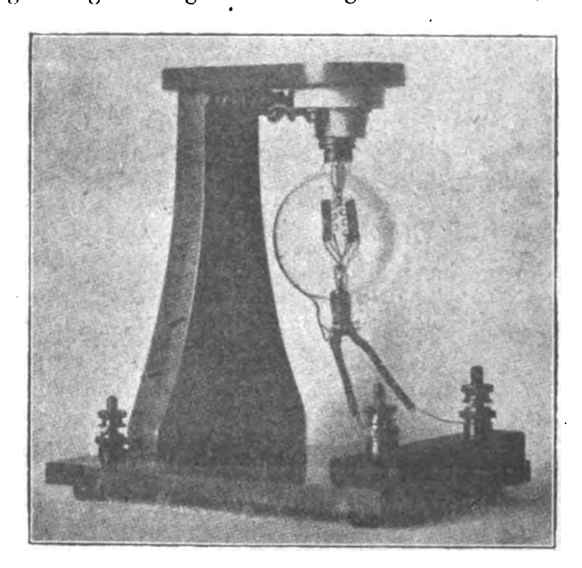


Fig. 1.

Elektroden besitzen (nämlich eine glühende Kathode, eine kalte metallische Anode und eine, gleichfalls kalte, mittlere Elektrode, die man als Gitter, Rost oder Regelungselektrode (Kontrollelektrode) bezeichnet), die aber untereinander hinsichtlich der Bauart und des Verhaltens merkliche Verschiedenheiten aufweisen. Die Fig. 1 zeigt als Beispiel die photographische Wiedergabe eines Audions von De Forest in einem passenden Halter.

Um für die Auswahl unter den verschiedenen vorhandenen Ausführungsformen und für das Studium beim Bau neuer Formen einen Fingerzeig zu haben, erweist es sich als notwendig, eine Meßtechnik festzulegen, welche es ermöglicht, quantitative Ergebnisse zu erhalten,

---

zwei Elektroden besitzen, und für die eben der Name „Ventile“ eingeführt worden ist. Dieser Name hat immerhin den Vorzug, daß er ein bereits vorhandenes Wort ist, und keine Neuprägung wie „Audion“.

die untereinander mit Sicherheit vergleichbar sind. Diese Aufgabe scheint bisher noch nicht systematisch in Angriff genommen worden zu sein, und die auf dem Gebiete der drahtlosen Telegraphie tätigen Techniker haben sich größtenteils mit qualitativen Vergleichungen zufrieden gegeben, die unter den Bedingungen des praktischen Betriebes vorgenommen worden sind. Der Wert derartiger Untersuchungen ist allerdings nicht zu vernachlässigen; sie sind sogar die beweiskräftigsten, denn es ist bei Laboratoriumsversuchen recht schwierig, gleichzeitig in richtigem Maße all den einzelnen Elementen Rechnung zu tragen, welche zum guten praktischen Arbeiten eines Audions und eines Empfangsapparates im allgemeinen beitragen. Aber gerade, weil sie qualitativ und synthetisch sind, gestatten diese Versuche nicht, den Einfluß außer Acht zu lassen, den die einzelnen Elemente auf das Gesamtverhalten ausüben, und sie können daher für sich allein nicht als Grundlage für eine Deutung der Wirkungsweise der Audionformen dienen, sowie für eine zweckmäßige Auswahl unter den verschiedenen Ausführungsformen und für das Aufsuchen eines Wegweisers zu deren weiterer Vervollkommnung.

Die vorliegende Untersuchung, in welcher fünf ziemlich voneinander verschiedene Audionarten verschiedener Bauweise und verschiedener Herkunft einander gegenübergestellt worden sind, bildet einen ersten Beitrag für den Aufbau einer Technik für derartige Untersuchungen. Angesichts der verwickelten Vorgänge, auf die sich das Verhalten des Audions stützt, und der großen Anzahl der unabhängigen Veränderlichen, deren Funktion dieses Verhalten ist, hat es sich bereits im Verlaufe dieser Versuche als erforderlich erwiesen, nach und nach Abänderungen an den gewählten Meßverfahren anzubringen. Es ist daher zu erwarten, daß man in Zukunft weitere Abänderungen wird vornehmen müssen, wenn die Menge der gesammelten Versuchsergebnisse größer geworden sein wird.

Der kürzlich seitens dieses Institutes veröffentlichte Abriß einer Theorie des Audions[1]) hat als Wegweiser für die Entwicklung der Versuche gedient. Diese Versuche haben übrigens keinen anderen Zweck gehabt, als quantitative Vergleichswerte für die fünf untersuchten Apparate zu sammeln. Eine experimentelle Untersuchung mit

1) G. Vallauri: Sul funzionamento dei tubi a vuoto a tre elettrodi (audion), usati nella radiotelegrafia. L'Elettrotecnica, 4, 43, 1917, Pubblicazione N. 1 dell'Instituto Elettrotecnico e Radiotelegrafico della Regia Marina. — Über die Wirkungsweise der in der drahtlosen Telegraphie benutzten Vakuumröhren mit drei Elektroden (Audion). Jahrbuch 12, 349, 1917.

dem Zwecke, festzustellen, innerhalb welcher Grenzen sich die theoretischen Voraussagen bewahrheiten, und möglicherweise die Grundlagen und die Gültigkeit der Theorie zu erweitern, wird gegebenenfalls den Gegenstand einer weiteren Veröffentlichung bilden.

2. Glühen der Kathode.

Ein erstes Element der Unsicherheit, welches eine ernste Schwierigkeit für die Ausführung vergleichender Versuche von hinreichender Beweiskraft über die Audionarten bildet, finden wir in dem Grade des Glühens der Kathode. In dem größten Teile der heutzutage gebräuchlichen Apparate, bei deren Bau in großem Maßstabe die Materialien und die Verfahren der Glühlampenindustrie angewandt werden, besteht die Kathode aus einem Wolframfaden, der durch den Durchgang eines Heizungsgleichstromes i glühend gemacht wird; dieser Gleichstrom wird unter regelbarer Spannung v von einer Batterie aus zwei Bleisammlern geliefert. Die fünf hier untersuchten Audionformen gehören sämtlich zu dieser Kategorie.

Um diese Audionformen auf untereinander vergleichbare Arbeitsbedingungen zu bringen und dabei zunächst einmal von den Verschiedenheiten abzusehen, die sich zwischen den physikalischen Eigenschaften des von den verschiedenen Herstellern benutzten Wolframs zeigen können, würde es vernunftgemäß sein, immer dieselbe Oberflächentemperatur des Drahtes zu erreichen. Kleine Änderungen im Grade des Glühens können nämlich jeglichen Vergleich zwischen zwei Audionformen geradezu illusorisch machen.

Um die Temperaturen gleich zu machen, könnte man suchen, in allen Fällen dieselbe spezifische Helligkeit des Drahtes zu erhalten; aber zu den ernsten und wohlbekannten Schwierigkeiten der Helligkeitsmessung kommt noch die weitere, die davon herrührt, daß der Draht für gewöhnlich, wenigstens teilweise, von den beiden übrigen Elektroden umgeben und verdeckt wird. Eben dieser Schwierigkeit begegnet man auch, wenn man als vergleichbare Bedingungen die gleiche Lichtausbeute des Drahtes (= gesamter Lichtfluß/verbrauchte elektrische Energie) ansehen will.

Ein Vergleichsmerkmal, das innerhalb gewisser Grenzen einigen Wert haben kann, besteht darin, das Verhältnis R/R_0 zwischen dem elektrischen Widerstande R, den der Draht dem Durchgang des Heizstromes entgegensetzt, wenn er sich in glühendem Zustande befindet, und dem Grenzwiderstande R_0, den er dem Durchgange eines äußerst schwachen Stromes entgegensetzt, für die einzelnen Audionformen

miteinander zu vergleichen. Die Messung von R_0 erfolgt mittels der Wheatstoneschen Brücke. In die Diagonale der EMK. wird ein Sammler und in Reihe mit diesem ein Widerstandskasten eingeschaltet, der die durch den Draht fließende Stromstärke in meßbarer Weise zu verändern gestattet. Auf diese Weise kann man den Widerstand des Drahtes für immer kleinere Werte der Stromstärke messen. Wenn die Empfindlichkeit des Galvanometers genügend hoch ist, gelangt man zu Werten der Stromstärke i (von der Größenordnung einiger Milliampere), unterhalb derer der Widerstand konstant bleibt, einerlei, wie sich i ändert, weil die durch den Jouleeffekt erzeugte Wärme zu vernachlässigen ist. Dieser konstante Wert ist der Grenzwert R_0 des Drahtwiderstandes. Für die fünf untersuchten Audionformen, die wir hinfort mit den Nummern 1, 2, 3, 4, 5 bezeichnen wollen, sind die zwischen den Klemmen des Audionhalters gemessenen Werte R_0 in der Tabelle I angegeben.

Tabelle I.

Widerstände des Audionheizkreises.

Audion N.	R_0	V	I	R	R/R_0
1	0,361	2,37	0,802	2,96	8,2
2	0,560	2,70	0,541	4,99	8,9
3	0,410	3,00	0,930	3,23	7,9
4	0,332	2,01	0,735	2,64	8,2
5	0,475	2,35	0,564	4,17	8,8

Die Änderung des Widerstandes mit dem Wachsen der Stromstärke und somit auch der Temperatur wurde nach dem Verfahren des Spannungsabfalls abgeleitet; dabei wurden gleichzeitig die Stromstärke im Drahte und die Spannung zwischen den Klemmen des Audionhalters gemessen. Auf diese Weise sind die Charakteristiken in Fig. 2 gewonnen worden, die zu Abszissen die Stromstärken und zu Ordinaten die Spannungsabfälle haben, und aus ihnen sind wiederum die Charakteristiken in Fig. 3 abgeleitet worden, wo die Werte des Verhältnisses R/R_0 als Funktion derselben Abszissen, also der Stromstärken im Drahte, wiedergegeben sind.

In jeder dieser beiden Kurventafeln sind durch kleine Kreise die Punkte bezeichnet, die für das einzelne Audion den gewählten Betriebsbedingungen entsprechen. Die zugehörigen Zahlenwerte sind in der Tabelle I zusammengestellt. Aus ihnen wird ersichtlich, daß nicht für jedes Audion genau derselbe Wert von R/R_0 gewählt worden ist. Tatsächlich ist nämlich die Gleichheit der Verhältnisse R/R_0 kein ent-

scheidendes Zeichen für die Gleichheit der Fadentemperaturen. Erstens nämlich ist es zweifelhaft, ob das Wolfram, aus dem die verschiedenen Drähte bestehen, in allen Audions dieselben Eigenschaften, insbesondere denselben Koeffizienten der Widerstandsänderung hat; zweitens ist die Temperatur längs der Drähte nicht gleichförmig, sondern ihre Abnahme in der Nähe der Halter ist vielmehr deutlich sichtbar, und

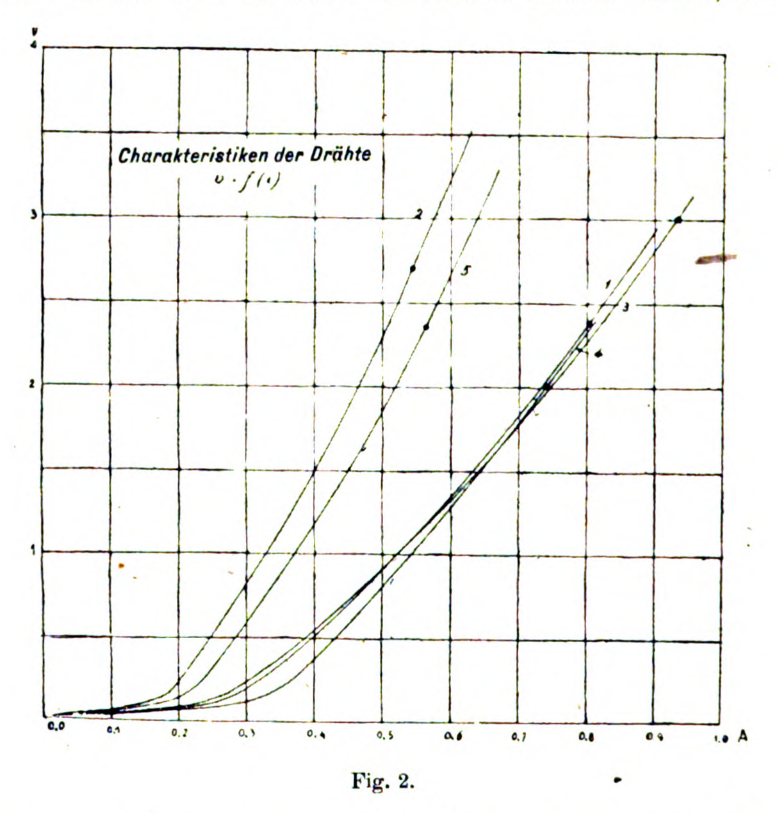


Fig. 2.

hierdurch wird eine sehr ausgeprägte Ungleichförmigkeit hervorgerufen, da wir es mit sehr kurzen Drähten zu tun haben; drittens umfaßt der gemessene Widerstand außer dem Widerstande des der Erwärmung unterworfenen Drahtes auch jenen der Halter, der durch die Röhrenwandung gehenden Zuführungsdrähte und der Verbindungsdrähte zwischen der Röhre und den Klemmen des Audionhalters. Dieser letztere Widerstand nimmt nicht merklich an den Änderungen mit der Temperatur teil. Bezeichnen wir ihn also mit R', und wählen

wir für die Widerstände des Drahtes allein die Bezeichnungen R_f und $R_{f,o}$, so finden wir, daß die Verhältnisse, welche durch die Ordinaten der Fig. 3 dargestellt werden, den Werten $(R_f + R')/(R_{f,o} + R')$ entsprechen, deren Gleichheit bei zwei verschiedenen Audions keineswegs der Gleichheit der Verhältnisse $R_f/R_{f,o}$ entspricht.

Eine angenäherte Schätzung des Wertes von R' zeigt, daß er

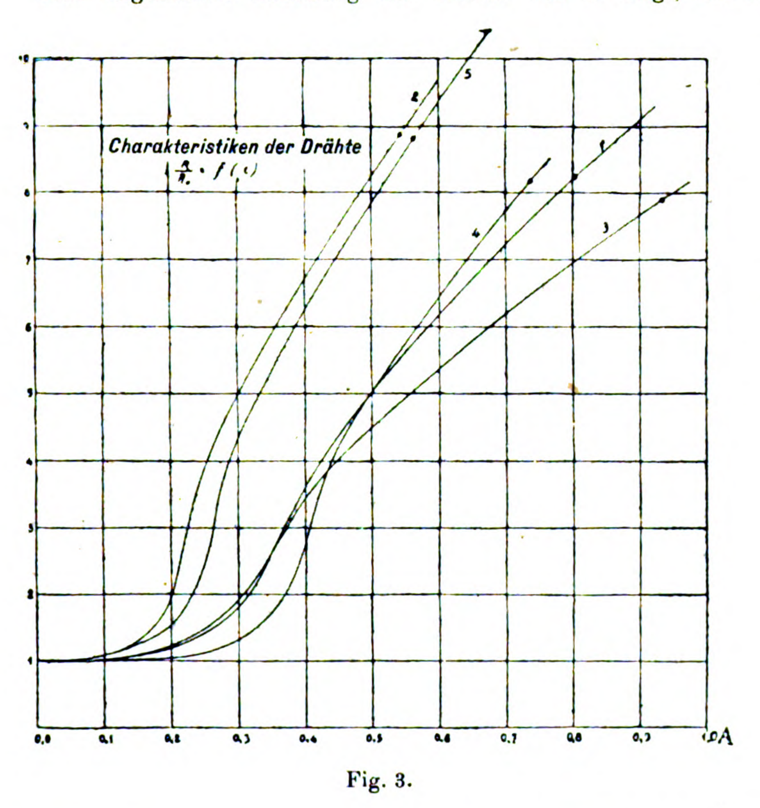


Fig. 3.

sicherlich nicht gegenüber den oben mitgeteilten Werten von R_o zu vernachlässigen ist. Könnten wir daher annehmen, daß R' bei jedem der fünf Audions konstant bliebe, so würden wir die Gleichheit der Temperaturen bei um so höheren Werten von R/R_o erhalten, je höher der Widerstand R_o ist.

Wie man sieht, liefert angesichts dieser Einschränkung das Verhältnis R/R_o nur einen näherungsweisen Fingerzeig für die Wahl der Betriebsbedingungen. Man darf daher neben den genannten nicht das

oben angedeutete Merkmal für die Gleichheit der Helligkeit der Drähte vernachlässigen, auch wenn diese nur mit dem Auge geschätzt wird. Die Helligkeitsänderungen sind nämlich bekanntermaßen weit größer als die Änderungen der Heizstromstärke. Beobachtet man daher gleichzeitig die glühenden Drähte zweier Audions, so kann man mit gewisser Annäherung (die durch mehrfache Wiederholung der Versuche und dabei erlangte Gewinnung ziemlich übereinstimmender Ergebnisse bekräftigt wird) die Gleichheit der Helligkeit beurteilen. Es ist sogar wahrscheinlich, daß in der Verwendung genauerer optischer Hilfsmittel für die Vergleichung der Helligkeit der Drähte das beste Mittel bestehen würde, die gewählten Betriebsbedingungen streng vergleichbar zu machen.

Ein drittes, gleichfalls angenähertes, Vergleichsmerkmal ist jenes, das sich aus der Stärke des Thermionenstromes ergibt, den der Draht auszusenden vermag. Diesen Strom erhält man, wenn man die beiden kalten Elektroden miteinander verbindet und an sie eine so hohe Anodenspannung anlegt, daß man den Sättigungsstrom erhält (s. § 6). Dieser Versuch erfordert die Verwendung von Apparaten mit sehr weit getriebener Entluftung, so daß man keinerlei Stoßionisationserscheinungen erhält. Jedenfalls begegnet man auch hier der Schwierigkeit, daß man die Oberfläche des glühenden Drahtes nicht genau bestimmen kann, durch den hindurch die Thermionenemission erfolgt.

Schließlich könnte man daran denken, den Grad des Glühens mit Hilfe der Lebensdauer des Drahtes zu beurteilen, aber abgesehen davon, daß diese noch von vielen anderen Elementen abhängt, müßte man, um einen verhältnismäßig zuverlässigen Mittelwert zu erhalten, gar zu viele Audions unbrauchbar machen; auch würde die Gültigkeit eines solchen Mittelwertes für ein neues Audion immer noch unsicher bleiben, selbst wenn dieses neue Audion von derselben Bauart wäre wie die früheren.

Unter Berücksichtigung der verschiedenen erwähnten Merkmale für die Beurteilung (mit Ausnahme des zuletzt genannten) sind die in der Tabelle I angegebenen Betriebsbedingungen gewählt worden. Bei diesen beträgt die größte Abweichung des Verhältnisses R/R_0 vom Mittelwerte 8,4 weniger als $6^0/_0$, und dieses Verhältnis weist Änderungen auf, die im Höchstfalle den vorauszusagenden entsprechen, wenn man den konstanten Widerstand R' berücksichtigt.

Jedenfalls werden wir beachten, daß wir die fünf Audions auf Verhältnisse gebracht haben, die für eine Vergleichung sehr geeignet sind, und wir werden sorgsam vermeiden, die oben mitgeteilten Er-

gebnisse als Elemente für eine absolute Vergleichung anzusprechen. Wir werden vielmehr versuchen, die Vergleichung auf eine relative Grundlage zu stellen, welche die Schlußfolgerungen von etwaigen kleinen Unterschieden im Grade des Glühens der Drähte unabhängig macht.

3. Statische Charakteristiken.

Zwei Eigenschaften eines Audions sind es im Wesentlichen, die für die drahtlose Telegraphie von Interesse sind, nämlich die Verstärkerwirkung, die für die Eignung des Audions für den Betrieb als Verstärker (Relais) wie als Generator bestimmend ist, und die Gleichrichterwirkung, auf welcher seine Wirksamkeit als Detektor beruht. Die Theorie gestattet, vorauszusehen, daß man diese Eigenschaften,

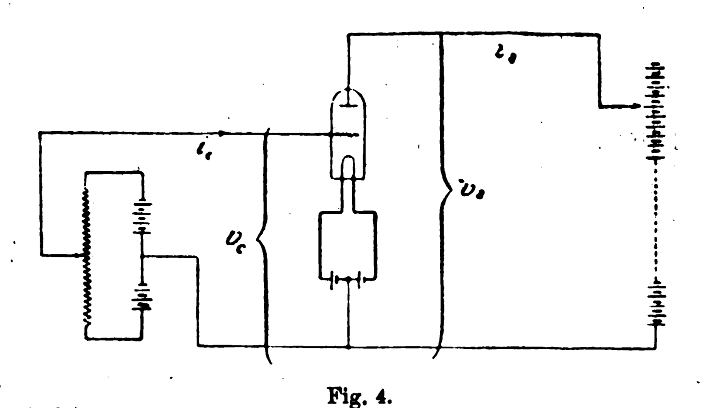


Fig. 4.

wenigstens teilweise, von den sogenannten statischen Charakteristiken abhängig machen kann, d. h. von den Beziehungen, die zwischen den nachstehenden vier Veränderlichen bestehen, nämlich der Anodenspannung v_a und der Anodenstromstärke i_a (im Kreise Anode-Draht), sowie der Regelungsspannung v_c und der Regelungsstromstärke i_c (im Kreise Rost-Draht) (s. Fig. 4).

Man bezeichnet diese Charakteristiken als statische, weil man sie sich auf Betriebsbedingungen mit konstanter Gleichspannung und konstantem Gleichstrom bezogen denkt. Man pflegt bei ihnen als unabhängige Veränderliche die beiden Spannungen v_c und v_a anzusehen und als deren Funktionen die beiden Stromstärken i_c und i_a. Die graphische Darstellung jeder dieser beiden Funktionen zweier Veränderlicher geschieht für gewöhnlich durch eine Kurvenschaar, die zur Abszisse v_c

und zur Ordinate i_a oder i_e hat. Jede einzelne Kurve entspricht einem konstanten Werte von v_a.

Der Schaltplan der Stromkreise, die wir benutzt haben, um die statischen Charakteristiken zu erhalten, ist in Fig. 5 dargestellt. In den Hitzkreis des Drahtes sind zwei Bleisammler, ein Paar paralleler Rheostaten und zwei Westonsche Präzisionsinstrumente von passender Empfindlichkeit eingeschaltet. Wie die Erfahrung gelehrt hat, ist es unbedingt notwendig, daß die Heizstromstärke und die Spannung an

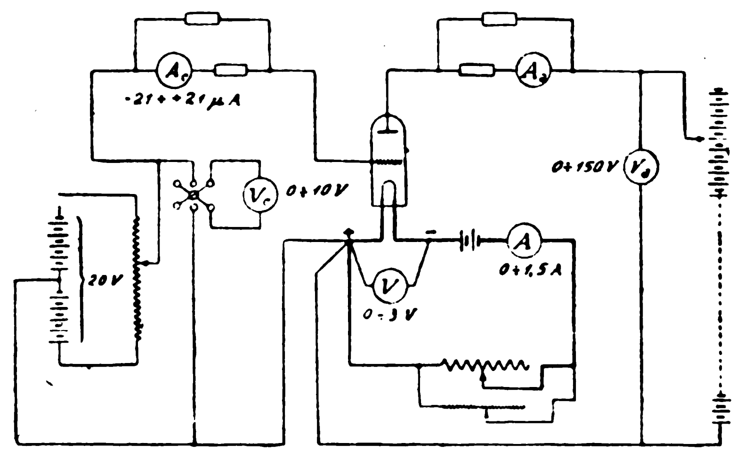


Fig. 5.

den Klemmen des Audionhalters während jeder einzelnen Messungsreihe vollkommen konstant gehalten werden. Die Regelung läßt sich kontinuierlich und mit großer Feinheit mit Hilfe eines passenden Systemes von zwei parallelen Rheostaten bewerkstelligen; es ist aber wünschenswert, daß man bei jeder Versuchsreihe gar nicht nötig hat, die Rheostaten zu berühren, und zu diesem Zwecke ist es nützlich, das Audion einige Stunden vor Beginn der Versuche zu zünden und eine gut aufgeladene Batterie von einer Kapazität zu benutzen, welche erheblich höher ist als die für die Heizung unbedingt erforderliche. Natürlich werden die etwaigen kleinen Schwankungen im Glühzustande des Drahtes von dem Voltmeter viel stärker angezeigt als vom Amperemeter, und zwar wegen der Zunahme des Widerstandes mit der Temperatur.

Der Regelungs- oder Rostkreis und der Anodenkreis sind vom positiven Ende des glühenden Drahtes (positive Klemme des Audion-

halters) abgezweigt; die Spannungen v_c und v_a, die man mißt, sind also als auf dieses Ende bezogen zu verstehen. Will man die mittleren Spannungen für den Draht haben, so muß man zu den abgelesenen Werten von v_c und v_a die Hälfte der Spannung v zwischen den Enden des Drahtes hinzuzählen.

In den Regelungskreis ist eine durch ein Potentiometer von — 10 bis + 10 Volt regelbare Spannungsquelle eingeschaltet, deren Spannung an einem Westonschen Präzisionsvoltmeter abgelesen wird, und die Stromstärke wird mit einem Siemens- und Halskeschen Galvanometer mit direkter Ablesung und mit Aufhängung gemessen. Die Teilung des letztgenannten Apparates hat 150 Teile und den Nullpunkt in der Mitte, und zwar entspricht ein Teil der Teilung 0,285 μA. Sein innerer Widerstand beträgt ungefähr 82 Ohm, der kritische Widerstand ungefähr 480 Ohm. Um auch Stromstärken von mehr als 20 μA messen zu können, ist der Apparat mit einem Universalnebenschluß ausgerüstet.

In den Anodenkreis ist eine Batterie kleiner Sammler eingeschaltet. Diese vermag eine Höchstspannung von 260 Volt zu liefern, die sich durch Änderung der Zahl der eingeschalteten Elemente sprungweise regeln läßt. Diese Spannung wird an einem weiteren Westonschen Präzisionsvoltmeter gemessen, und die Anodenstromstärke mit einem Paulschen einarmigen (Unipivot) Galvanometer, dessen Teilung in 100 Teile geteilt ist, von denen jeder 2,92 μA entspricht; dieses Instrument ist gleichfalls mit einem passenden Universalnebenschluß versehen.

Unter allen Versuchsbedingungen werden die durch die Ströme i_c und i_a in den Galvanometern A_c und A_a der Fig. 5 hervorgerufenen Spannungsabfälle gegenüber den angelegten Spannungen praktisch zu vernachlässigen sein, so daß man die Ablesungen an den Voltmetern V_c und V_a ohne weitere Korrektionen als Darstellung der Regelungsspannung v_c und der Anodenspannung v_a ansehen kann (die, wie bereits erwähnt, auf das positive Ende des Drahtes bezogen werden).

Die Aufnahme der statischen Charakteristiken für jedes einzelne Audion wird auf folgende Weise ausgeführt: Nachdem der Draht zum Glühen gebracht worden ist und die Spannungen so geregelt worden sind, daß sie einen starken Anodenstrom hervorbringen, läßt man den Apparat einige Stunden lang in Betrieb. Danach hält man den Wert der Anodenspannung fest und ändert mit Hilfe des Potentiometers die Anodenspannung von — 10 Volt auf + 10 Volt und umgekehrt, so daß man einen geschlossenen Kreislauf für die Änderung erhält. Nach

einem Verfahren, welches an jenes erinnert, das man befolgt, um die Hysteresisschleifen ferromagnetischer Materialien zu erhalten, wiederholt man langsam die Änderungen der Regelungsspannung v_c, bis man sicher ist, daß die beiden Stromstärken i_a und i_c längs eines jeden Kreislaufes regelmäßig dieselben Werte annehmen, daß also der Vorgang stationär verläuft. Dies schließt nicht aus, daß der aufsteigende Ast des Kreislaufes (Änderung des Wertes v_c von $-$ 10 Volt auf $+$ 10 Volt) von dem absteigendem Aste (Änderung von v_c von $+$ 10 Volt auf $-$ 10 Volt) verschieden ist, wie weiter unten noch erwähnt werden wird. Das Verfahren wird in derselben Weise für verschiedene Werte (für gewöhnlich 7 an der Zahl) der Anodenspannung v_a wiederholt, und die Ergebnisse werden zunächst in Tabellen, alsdann in graphischen Darstellungen zusammengestellt.

Die Figg. 6—10 beziehen sich auf die fünf untersuchten Audionformen. In allen diesen Figuren entsprechen die Abszissen den Regelungsspannungen v_c und die Ordinaten den Anodenstromstärken i_a und den Gitterstromstärken i_c. Auf diese Weise erhält man zwei Kurvenschaaren (die in den oberen Teilen der Figg. 6—10 ausgezogen gezeichnet sind), von denen jede Kurve einem bestimmten Werte der Anodenspannung v_a entspricht. An jeder Charakteristik sind die für aufsteigende Werte von v_c erhaltenen Punkte durch kleine Kreise bezeichnet, die für absteigende Werte von v_c erhaltenen durch kleine Kreuze.

Schon bei den ersten Versuchen zeigten sich merkliche Verschiedenheiten im Verhalten der einzelnen Audionarten. Infolgedessen wurden diese in zwei Gruppen unterschieden, von denen die eine durch die Nummern 1, 2 und 5, die andere durch die Nummern 3 und 4 gebildet wird. Die Messungen an den Audionarten der ersten Gruppe sind weit leichter ausführbar und sorgsamer ausgeführt worden als jene an denen der zweiten Gruppe; erstere erscheinen nämlich in ihrem Arbeiten stabiler als letztere. Bei den Audionformen der ersten Gruppe (Nummer 1, 2, 5) erhält man nämlich leicht ein stationäres Betriebsverhältnis, bei dem der aufsteigende und der absteigende Ast der Charakteristik praktisch miteinander zusammenfallen, so daß man mit hinreichender Sicherheit nur eine einzige Kurve ziehen kann. Bei den Audionarten der zweiten Gruppe hingegen (Nummer 3 und 4) muß man eine weit größere Anzahl von Kreisläufen ausführen, ehe man ein Verhältnis erreicht, das man ungefähr als stationäres Verhältnis beim Betriebe ansehen kann, auch fallen in diesem Falle die Punkte, die steigenden und abnehmenden Werten der Regelungsspannung v_c entsprechen, nicht miteinander znsammen, und dadurch

wird die Führung der mittleren Kurven weit unsicherer. Zur Vermeidung von Verwechslungen in der Zeichnung, sind in den Figg. 8 und 9 die einer einzigen Charakteristik, also einem einzigen Werte

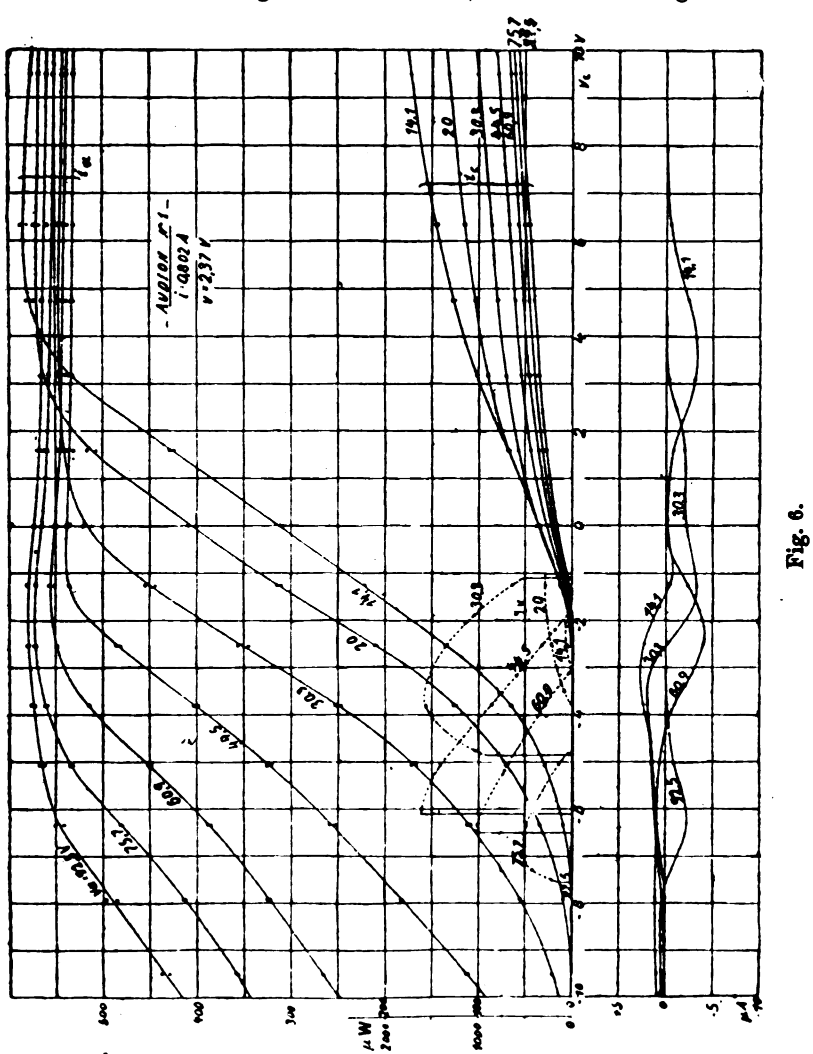


Fig. 6.

von v_a entsprechenden Punkte wiedergegeben. Betrachtet man die Charakteristik $i_a = f(v_g)$ für $v_a = 81,5$ Volt des Audions Nr. 3, so erkennt man, daß die Punkte des aufsteigenden Astes alle oberhalb

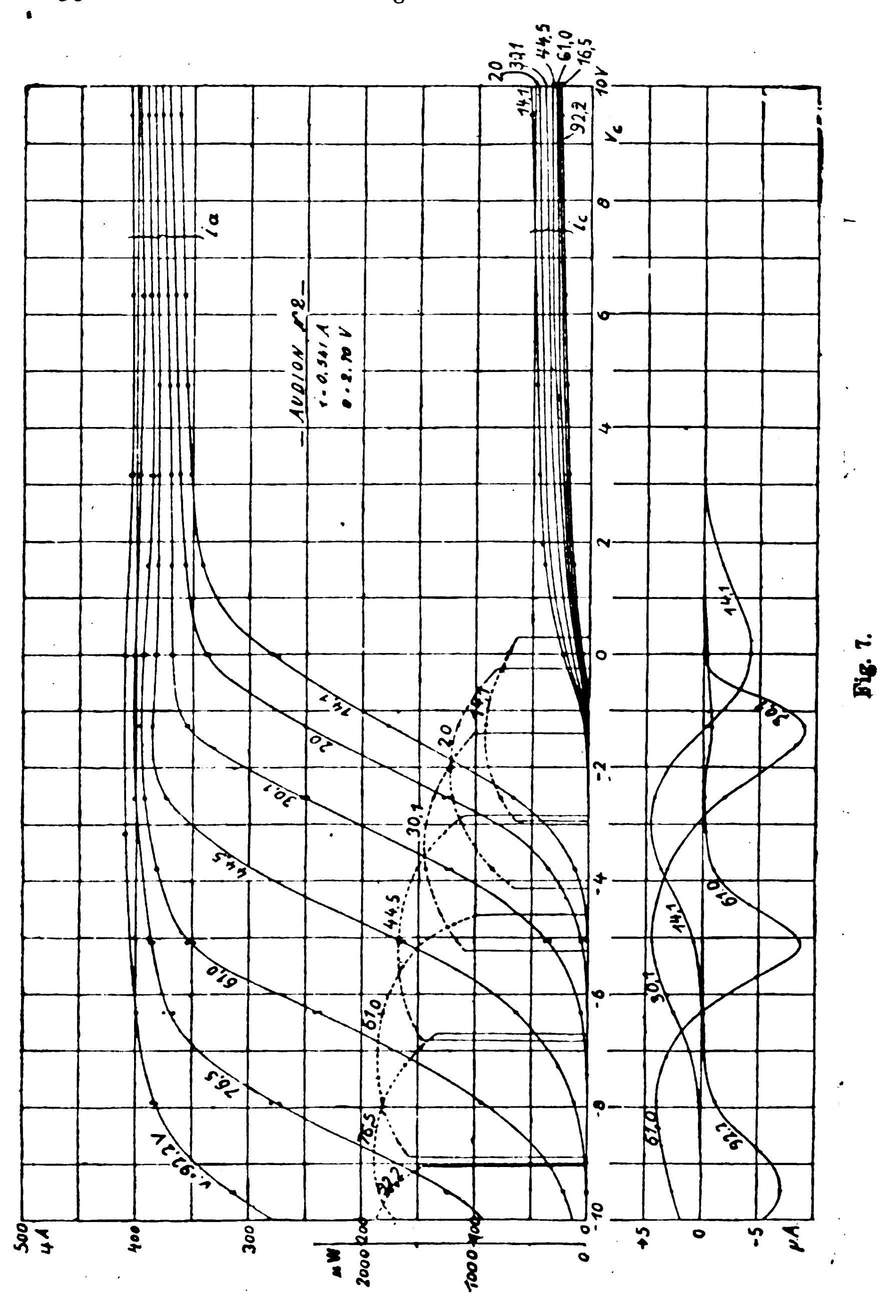


Fig. 7.

jener des absteigenden liegen, und daß der Unterschied um so ausgeprägter ist, je größer die Neigung der Charakteristik in dem betreffenden Gebiete ist. Einen analogen Verlauf zeigen die Punkte in den mitt-

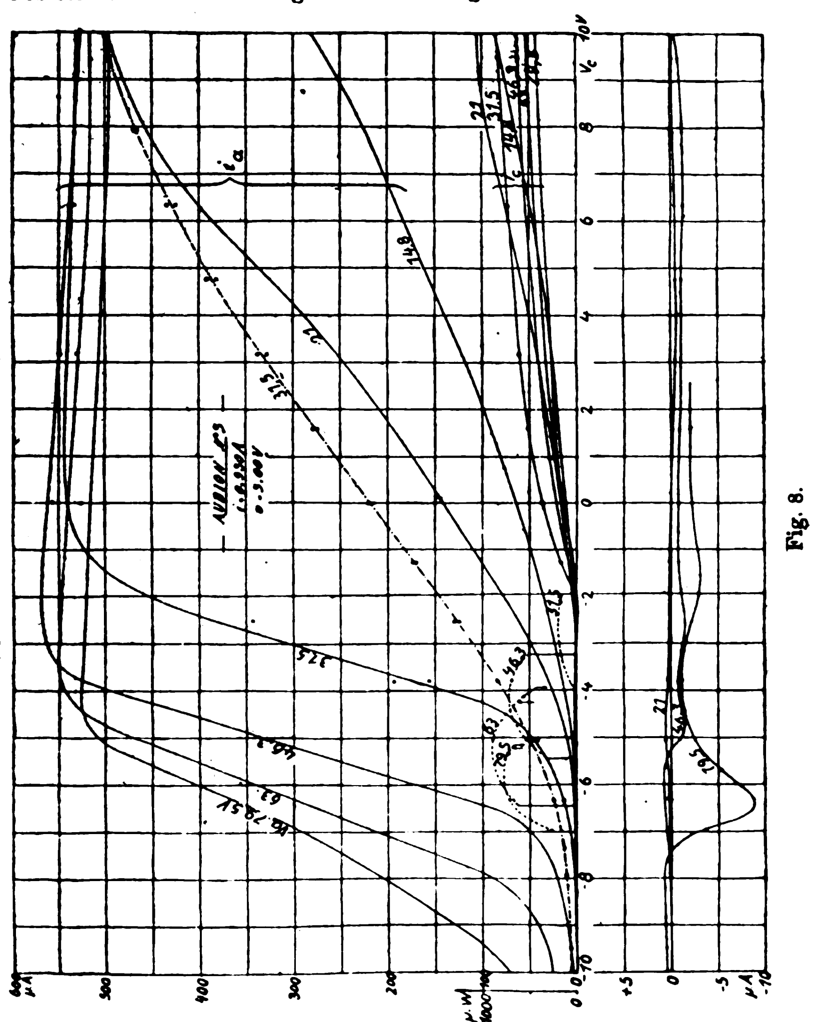


Fig. 8.

leren Charakteristiken des Audions Nr. 4, nur daß bei Anodenspannungen von mehr als etwa 60 Volt hier der aufsteigende Ast der Schleife nicht mehr ganz oberhalb des absteigenden Astes bleibt, sondern diesen vielmehr in der Nähe von $v_e = 0$ schneidet und für positive Regelungs-

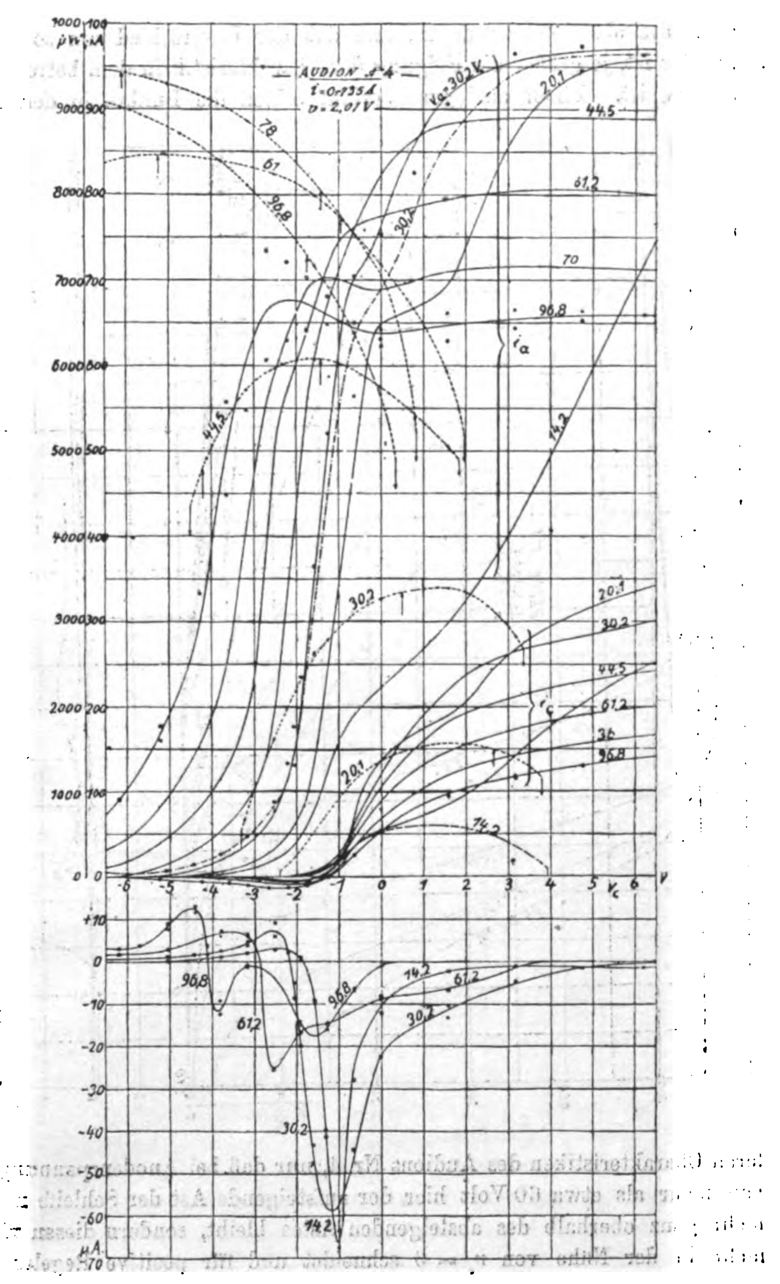

AUDION № 4
i = 0,735 A
v = 2,01 V
Va = 30,2 V
20,1
44,5
61,2
70
96,8
78
61
30,2
14,2
i_a
i_c
36
74,2
μW
μA
V_c
1000 100
900 900
800 800
700 700
600 600
500 500
400 400
300 300
200 200
100 100
0 0
-6 -5 -4 -3 -2 -1 0 1 2 3 4 5 6 V
+10
0
-10
-20
-30
-40
-50
-60
-70
μA

Fig. 9.

spannungen unter ihm verläuft. Man sieht dies recht gut, wenn man die zeichnerisch dargestellten Punkte für die Charakteristik für v_a = 96,8 Volt in der Fig. 9 betrachtet.

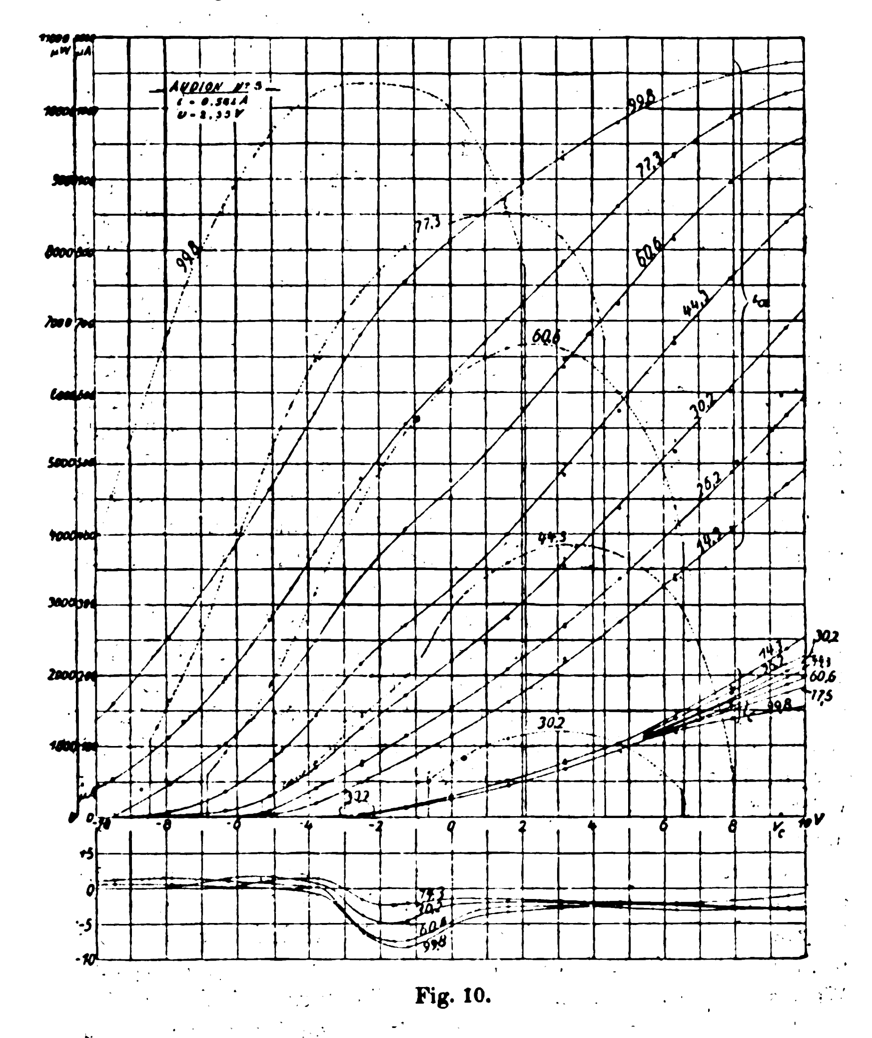


Fig. 10.

Eine ernste Schwierigkeit bei den Messungen der Anodenstromstärke an den Audions (Nr. 3 und 4), die nicht sogleich einen stabilen Zustand annehmen, rührt davon her, daß der Unterschied zwischen dem aufsteigenden und dem absteigenden Aste des Kreislaufes nicht von

der Schnelligkeit unabhängig ist, mit welcher der Kreislauf durchlaufen wird. Mit anderen Worten: Es handelt sich nicht um eine Erscheinung, die der magnetischen Hysterese analog ist, bei welcher der Kreislauf für den stationären Zustand, wie er nach den statischen Verfahren gemessen wird, vollkommen bestimmt ist. Vielmehr handelt es sich um eine Erscheinung analog jener der Hysterese der inneren Reibung, insofern man, wenn man an irgendeinem Versuchspunkte Halt macht, danach eine langsame Änderung der Anodenstromstärke erhält. Diese Änderung erfolgt immer in dem Sinne, daß sich der Versuchspunkt der mittleren Kurve nähert. Man könnte nun daran denken, jeden einzelnen Punkt erst dann aufzunehmen, wenn der Anodenstrom den stationären Zustand vollkommen erreicht hat, und es ist denn auch der Versuch gemacht worden, auf diese Weise vorzugehen. Aber die Änderungen erfolgen äußerst langsam, und es bedarf zuweilen mehr als einer Stunde, damit der Anodenstrom vollkommen konstant erscheint. Es würde daher unmöglich sein, eine genügend große Anzahl von Punkten hintereinander aufzunehmen, um eine vollständige Charakteristik aufzustellen, und erst recht unmöglich, den Glühzustand des Drahtes während einer Versuchsreihe durchaus unverändert zu erhalten. Da es sich vielmehr um eine Erscheinung handelt, die man als eine Viskositätserscheinung ansprechen könnte, so mußte die Zeit als Veränderliche berücksichtigt werden und das Verfahren zur Aufnahme der Charakteristiken in bezug auf diese Veränderliche festgelegt werden. Man ist deshalb dahin übereingekommen, die Versuchspunkte in Zeitabständen von je zwei Minuten zu beobachten und auf diese Weise ungefähr eine Stunde für jede Charakteristik aufzuwenden. Auf den Einfluß der elektrischen Schwingungen auf die geschilderte „Zähigkeit" der Audions Nr. 3 und 4 und auf die „Alterungserscheinungen", welche diese Audions aufweisen, werden wir weiter unten (s. § 6) hinweisen.

Untersucht man die Charakteristiken der Anodenstromstärke $i_a = f(v_c)$, so erkennt man, daß diese Charakteristiken im großen Ganzen den Verlauf zeigen, der ihnen bereits wiederholt zugeschrieben worden ist[1]). Mit anderen Worten: Geht man für einen negativen Wert von v_c von Null aus, so kehren die Charakteristiken zunächst die Konvexität der Abszissenachse, gehen dann durch einen Wendepunkt, jenseits dessen sie dieser Achse die Konkavität zuwenden, und streben schließlich mehr oder minder bestimmt einer horizontalen

1) a. a. O., Fig. 2 und Fig. 18.

Asymptoten zu. Außerdem verschiebt die Zunahme der Anodenspannung die ganze charakteristische Kurve in der Hauptsache nach links. Aber abgesehen von diesen allgemeinen Merkmalen, weisen die Kurven für die fünf Audions merkliche Unterschiede auf, die man bei einer eingehenden Betrachtung der Figuren leicht erkennen kann. Um die Vergleichung zu erleichtern, sind diese Figuren alle in demselben Maßstabe gezeichnet. Die Audionformen Nr. 1 und 2, und besonders die letztere, sind jene, deren statische Charakteristiken in ihrem Verlaufe die größte Regelmäßigkeit aufweisen. Ziemlich regelmäßig ist der Verlauf der Kurven für das Audion Nr. 5, obwohl man in eben diesen Kurven in mehr oder minder ausgeprägtem Maße das Vorhandensein dreier Wendepunkte an Stelle eines einzigen feststellt; und dieser dreifache Vorzeichenwechsel in der Krümmung der Charakteristiken ist anscheinend nicht auf Versuchsfehler zurückzuführen, denn er wird durch die Ergebnisse der Versuche über das Verstärkungsvermögen und die Generatorwirkung bestätigt. Weniger regelmäßig sind die Kurven für die Audions Nr. 3 und 4 (auch abgesehen von der „Viskosität"), denn bei Nr. 4 ist das Vorhandensein des dreifachen Wendepunktes sehr stark ausgeprägt, und bei beiden Audions erfährt die Gestalt der Charakteristik bei Veränderung der Anodenspannung v_a merkliche Änderungen [1]).

Ähnliche Betrachtungen ließen sich über die Charakteristiken anstellen, durch welche die Art der Änderung der Regelungsstromstärke i_c dargestellt wird. Diese Stromstärke weist für negative

---

1) Die Unterschiede, welche in dieser Hinsicht die Audionformen der beiden Gruppen gegeneinander aufweisen, lassen sich deutlich machen, indem man die Abszissenverschiebung des Gebietes des Wendepunktes der Charakteristiken bei Änderung der Anodenspannung bestimmt, indem man also die Art der Änderung von v_a als Funktion von v_c für einen gegebenen Mittelwert von i_a darstellt. Betrachtet man die Schaar der Charakteristiken $i_a = f(v_c)$ als eine Darstellung einer Gleichung zwischen den drei Veränderlichen i_a, v_c und v_a in zerlegten Ebenen, so kommt diese Darstellung einem Schnitte der dieser Gleichung entsprechenden Fläche mit einer zur i_a-Achse senkrechten Ebene gleich. Die auf diese Weise für die fünf Audionproben gewonnenen Schnitte sind zusammen mit den für sie gewählten konstanten Werten für i_a in Fig. 11 dargestellt. Aus dieser Figur geht hervor, daß die Kurven für die Audions Nr. 1, 2 und 5 in ihrem Gange und in ihrer Neigung merklich von jenen für die Audions Nr. 3 und 4 verschieden sind. Es erhellt weiter, daß, wenn man durch $i_a = av_c + bv_a + c$ die Gleichung der Tangentialebene zur charakteristischen Fläche in einem gegebenen Punkte darstellt (s. a. a. O., § 7), die Neigung dv_a/dv_c der in Fig. 11 wiedergegebenen Kurven gleich $-a/b$ ist.

Spannungen v_c zumeist Werte auf, die Null oder schwach negativ sind, wird dann positiv und wächst mit wachsendem v_c um so schneller, je kleiner v_a ist. Auch hier liefern wieder die Audionarten 1, 2 und 5 regelmäßigere Kurven als die beiden anderen Proben. Bemerkenswert

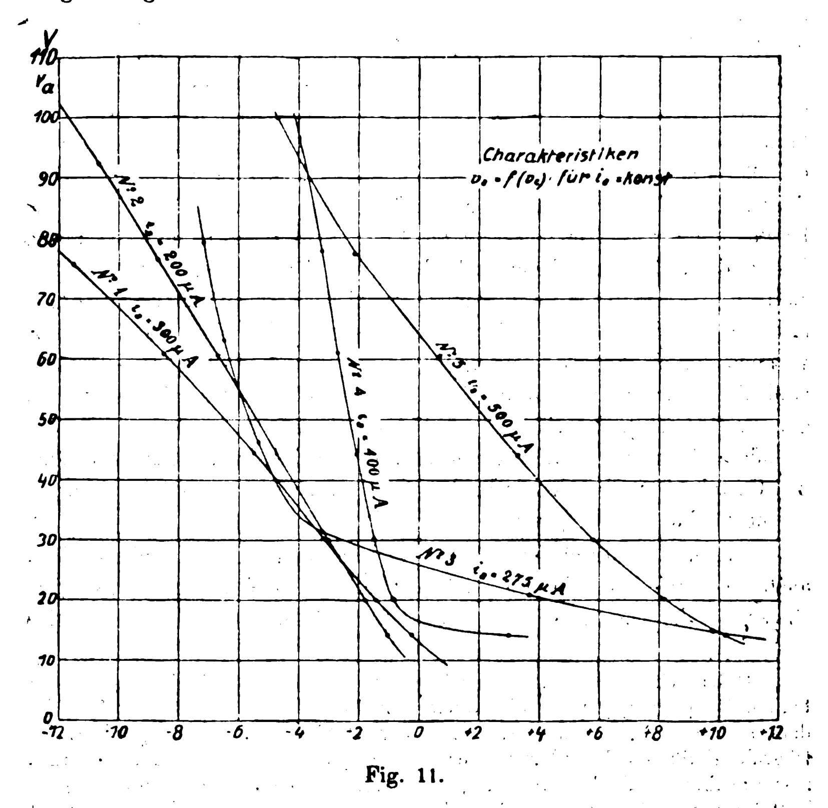


Fig. 11.

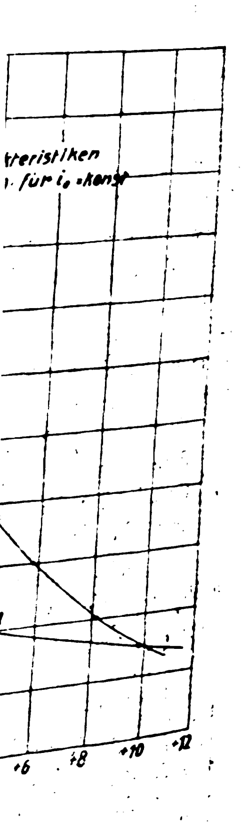
ist ferner die Tatsache, daß beim Audion Nr. 4 sowohl die negativen Anfangswerte von i_a als auch die positiven verhältnismäßig höher sind als bei den übrigen Proben.

4. Wirkungsweise der Audionarten als Generatoren.

Da die Wirkungsweise als Generator unmittelbar von der Verstärkerwirkung des Audions abhängt[1]), so dienen die Versuche über das Audion als Generator ohne weiteres dazu, auch die Elemente für

1) a. a. O. §§ 6, 13 ff.

l oder schwach negativ
ındem v_c um so schneller,
ie Audionarten 1, 2 und
Proben. Bemerkenswert



sowohl die negativen
rhältnismäßig höher

Generatoren.

elbar von der Ver-
die Versuche über
n die Elemente für

die Beurteilung des Verstärkungsvermögens der untersuchten Apparate zu liefern. Des bequemeren Versuches wegen wurde die Ausführungsform des Generators mit magnetischer Koppelung gewählt und dabei (sowohl zu diesen Messungen als auch zu jenen über das Detektor-

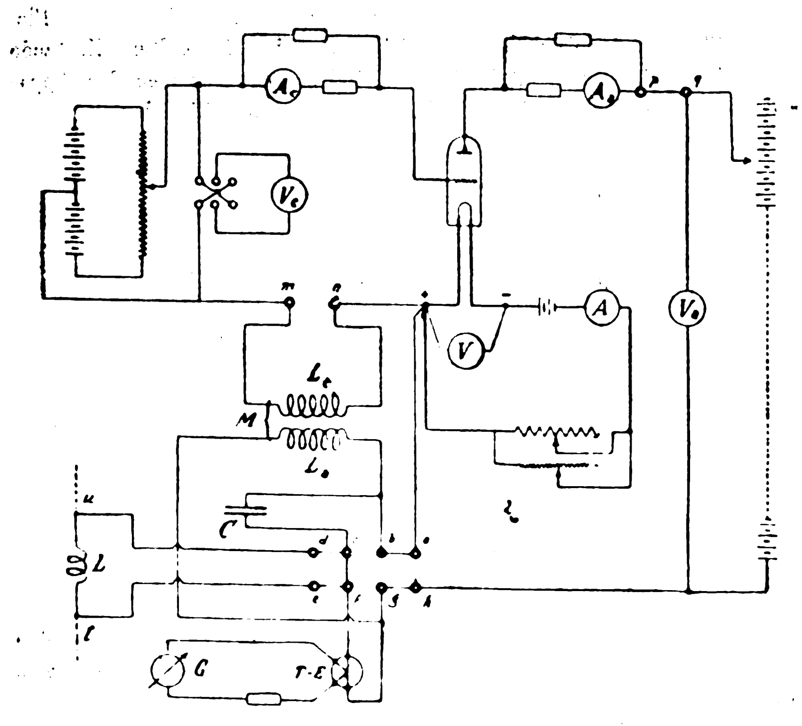


Fig. 12.

oder Gleichrichtervermögen, auf das weiter unten eingegangen werden soll,) die Versuchsanordnung benutzt, welche in Fig. 12 schematisch dargestellt ist. In dieser Figur bezeichnen die Buchstaben *a*, *b*, *c*, *d*, *e*, *f*, *g*, *h*, *m*, *n* eine Reihe von Quecksilbernäpfchen. Die Instrumente zur Messung von i, v, i_c, v_c, i_a und v_a sind dieselben, die zur Gewinnung der statischen Charakteristik benutzt wurden. Dazu kommen noch die folgenden Apparate:

a) Ein System aus zwei Selbstinduktionen, $L_a = 2900\,\mu$H, $L_e = 3190\,\mu$H, die auf einer passenden geeichten Unterlage angebracht sind, durch welche eine kontinuierliche Änderung der Koppelung zwischen $M = 2300\,\mu$H und $M = 113\,\mu$H ermöglicht wird. Das Vor-

zeichen ist, entsprechend der in der Theorie angenommenen Übereinkunft, negativ.

b) Ein Luftkondensator *C*, der von weniger als 0,1 mμF bis ungefähr 3 mμF kontinuierlich veränderlich ist.

c) Ein in einer Vakuumröhre enthaltenes thermoelektrisches Element *T-E*; der Heizdraht dieses Elementes hat in kaltem Zustande einen Widerstand von 0,985 Ohm (zwischen den Klemmen des Apparates) und das Thermoelement einen solchen von 7,87 Ohm.

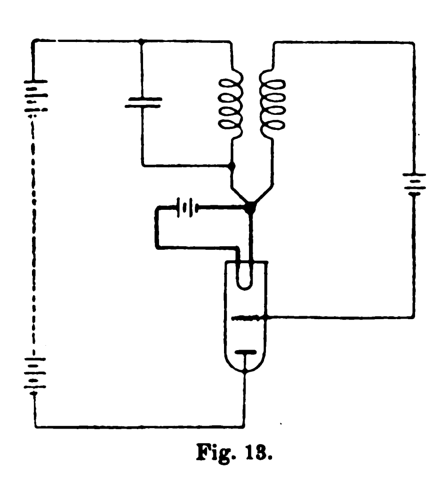


Fig. 13.

d) Ein d'Arsonvalsches Reflexionsgalvanometer von 4,74 Ohm Widerstand, dessen Konstante bei einer Entfernung der Teilung vom Spiegel um 520 mm $4{,}06 \cdot 10^{-8}$ beträgt.

Das aus Thermoelement und Galvanometer bestehende System gehorcht dem quadratischen Gesetze $I = K\sqrt{\delta}$ mit Abweichungen von weniger als 1,1$^0/_0$ im ganzen benutzten Meßbereich; wenn wir durch I die Effektivstromstärke im Heizdrahte, in Ampere gemessen, und durch δ den Ausschlag in Millimetern (bei 520 mm Abstand) bezeichnen, so ergibt sich die Konstante K zu $1{,}21 \cdot 10^{-3}$.

Verbindet man durch Drahtbrücken die Paare von Quecksilbernäpfchen *a b*, *c f* und *g h*, so erhält man den Audiongeneratorkreis mit magnetischer Koppelung, wie er dem vereinfachten Schaltplan der Fig. 13 entspricht. Ausgeführt wurden die vergleichenden Versuche mit einem einzigen Werte $C = 2{,}156$ m μF, und somit mit $\lambda = 4720$ m ($f = 63\,500$), sowie mit einem einzigen Werte der magnetischen Koppelung, der $M = 1202\,\mu$H (Koppelungskoeffizient $k = 39{,}5^0/_0$) entspricht.

Der Schwingungskreis, in welchem die Schwingungen entstehen, wird also gebildet aus der Selbstinduktion L_a, dem Kondensator C und dem Heizdrahte des Elementes. Der Ohmsche Äquivalentwiderstand des Schwingungskreises für die gewählte Frequenz (also der Widerstand, welcher alle Ursachen des Energieverlustes umfaßt), dieser Widerstand war gesondert bestimmt worden, und zwar durch Erregung mittels eines anderen Audiongenerators und Aufnahme der Resonanzkurve. Das Dekrement des Kreises ergibt sich zu $10{,}5\%$ und der gesamte Äquivalentwiderstand zu $R = 39{,}3$ Ohm. Betrachtet man als Energie P des Audiongenerators die Schwingungsenergie $1/2 \cdot RI^2$, wo I die Stromstärke im Heizdrahte des Elementes ist, so erhält man den Ausdruck

$$P = 28{,}74\, \delta \mu W,$$

einen Ausdruck, welcher die Energie als Funktion des Galvanometerausschlages ergibt.

Auch bei diesen Messungen läßt man zunächst das Audion (als Generator) einige Stunden lang arbeiten und wählt alsdann als unabhängige Veränderliche die Regelungsspannung v_c, ferner legt man der Spannung v_a einen konstanten Wert bei (gleich jenem der zugehörigen statischen Charakteristik) und wiederholt, nachdem man v_c mehrmals von -10 Volt auf $+10$ Volt und umgekehrt geändert hat, langsam diese zyklische Veränderung unter gleichzeitiger Beobachtung der Galvanometerausschläge.

Geht man von äußersten Werten für v_c aus, bei denen das Audion keine Schwingungen erzeugt, das Galvanometer also keinen Ausschlag gibt, so beobachtet man für gewöhnlich, daß bei einem gewissen kritischen Werte von v_c die Schwingungen plötzlich und unvermittelt einsetzen und das Galvanometer einen endlichen Anfangsausschlag zeigt. Läßt man dann weiter v_c sich kontinuierlich ändern, so erhält man eine kontinuierliche Änderung des Ausschlages, bis man einen neuen kritischen Wert erreicht, bei welchem das Audion unwirksam wird und der Galvanometerausschlag auf Null sinkt. Da die Galvanometerausschläge der Schwingungsenergie P proportional sind, kann man mit Leichtigkeit die Diagramme für die Art der Änderung von P als Funktion von v_c konstruieren. Diese Diagramme bilden gleichfalls eine Kurvenschaar, deren einzelne Kurven je einem Werte von v_a entsprechen. Diese Kurven sind, alle in demselben Maßstabe, in den Figg. 6—10 gestrichelt gezeichnet; die Versuchspunkte sind auf ihnen durch kleine Vollkreise bezeichnet, und die Kurven ließen sich

leicht durch sie hindurchlegen, ohne merkliche Abweichungen und ohne Unterschied zwischen den Punkten auf dem aufsteigenden und jenen auf dem absteigenden Aste.

Der allgemeine Verlauf der Energiediagramme bestätigt im großen und ganzen die theoretischen Voraussagen, insofern er zeigt, daß tatsächlich die Eignung zur Wirkung als Generator (und mithin auch die Verstärkerwirkung) hauptsächlich mit der (in der Theorie durch den Parameter a bezeichneten) Neigung der statischen Charakteristik $i_a = f(v_c)$ verknüpft ist. In der Tat erstrecken sich die Kurven für P in das Gebiet größter Neigung der zugehörigen statischen Charakteristiken und liegen im allgemeinen um so höher, je größer diese Neigung ist. (Insbesondere bestätigt beim Audion Nr. 5 der Verlauf der P-Kurven für $v_a = 30{,}2$ und für $v_a = 44{,}3$ das Vorhandensein des dreifachen Wendepunktes in der statischen Charakteristik (vgl. § 3).

Auch hinsichtlich der Wirkungsweise als Generatoren unterscheiden sich die Audions Nr. 3 und 4 von den übrigen durch die geringere Stabilität und durch die scheinbare Hysterese. Sind doch bei diesen beiden Formen die Werte für v_c, bei denen die Schwingung zuerst einsetzt und dann, wenn v_c von -10 auf $+10$ wächst, erlischt, nicht dieselben, bei denen sie auftritt und erlischt, wenn die Änderung im entgegengesetztem Sinne erfolgt. Im Gegensatz zu dem, was bei den übrigen drei Audionformen eintritt, erweist sich der Vorgang hier keineswegs als reversibel, denn die Schwingung zeigt, wenn sie einmal eingesetzt hat, das Bestreben, sich auch über das Gebiet hinaus zu erhalten, welches man, vom Ruhezustande ausgehend, erreichen müßte, um das Einsetzen der Schwingung zu bewirken. Aus diesem Grunde sind in den Diagrammen die Stellen, an denen die Schwingung einsetzt, durch aufwärts gerichtete Pfeile bezeichnet worden, und jene, an denen sie erlischt, durch abwärts gerichtete. So wirkt beispielsweise das Audion Nr. 4 bei $v_a = 44{,}5$ Volt mit Bestimmtheit unter den Versuchsbedingungen nur für solche Werte von v_c als Generator, die zwischen $-4{,}2$ und $-1{,}8$ liegen, während es in den beiden angrenzenden Gebieten, von denen das eine zwischen $-4{,}5$ und $-4{,}2$, das andere zwischen $-1{,}8$ und $+1{,}85$ liegt, nur dann als Generator wirkt, wenn man in diese angrenzenden Gebiete von dem mittleren Gebiete aus gelangt. Versucht man, für einen Augenblick den Anodenstrom oder den Roststrom zu unterbrechen, oder sonstwie eine plötzliche und augenblickliche Änderung im Zustande des Systems hervorzurufen, so zeigt sich, daß in diesen angrenzenden Gebieten die Generatorbedingung als instabil angesehen werden muß, weil es in

diesen Gebieten, wenn die Schwingung einmal aufgehört hat, für gewöhnlich nicht möglich ist, sie wieder in Gang zu setzen, wenn man nicht in das mittlere Gebiet geht, welches das einzige ist, in dem eine sichere Wirkung stattfindet.

Die Audions Nr. 1, 2 und 5 zeigen derartige Hystereseerscheinungen nicht in merklichem Maße, und Nr. 2 ist auch hinsichtlich der Wirkung als Generator jenes, welches in seinem Verhalten die größte Regelmäßigkeit aufweist, wie sich bei einer Prüfung der Diagramme leicht ergibt. Jedenfalls ist es möglich, die Vergleichung zwischen den fünf Apparaten dadurch etwas greifbarer zu gestalten, daß man quantitative Elemente heranzieht. Zu diesem Zwecke habe ich aus den Diagrammen einige Mittelwerte abgeleitet und mich dabei nur solcher Charakteristiken bedient, für welche vollständige Elemente vorliegen, wobei ich mich für Nr. 3 und 4 auf das Gebiet stabiler Wirkung beschränkt habe. Diese Mittelwerte sind in der nachstehenden Tabelle II mitgeteilt und beziehen sich für die Audions Nr. 1 und 4 auf alle sieben Charakteristiken, für Nr. 2 auf die ersten fünf, für Nr. 3 auf die letzten vier und für Nr. 5 auf die vier Charakteristiken von der dritten bis zur sechsten. (Dabei sind die Charakteristiken nach wachsenden Werten von v_a geordnet gedacht).

Tabelle II.

Wirkungsweise der Audions als Generatoren.

		Audion-Nummer				
		1	2	3	4	5
Neigung di_a/dv_c für das Einsetzen der Schwingungen, links	μA/V	47	37	137	46	38
desgl., rechts	"	48	45	54	74	52
desgl., mittlere	"	47,5	41	95,5	60	45
Wirkungsgebiet	V	2,8	3,9	2,0	4,7	11,1
Energie im Punkte größter Energie	μW	733	1426	647	5560	5067
" " " " Neigung	"	523	1406	527	5066	4790
Mittlere Energie P	"	628	1416	587	5313	4928
Neigung im Punkte größter Energie	μA/V	57	95	142	85	54
" " " " Neigung	"	63	102	143	400	55
Mittlere Neigung a	"	60	99	142,5	242,5	54,5

Aus dieser Tabelle ist zu folgern, daß die Audions Nr. 4 und 5 weit höhere Schwingungsenergie liefern als die übrigen drei, und daß das Audion Nr. 4 zwar scheinbar viel steilere Charakteristiken besitzt als Nr. 5, ihm aber trotzdem als Generator infolge der erwähnten Hystereseerscheinungen nicht nachsteht. Jedenfalls kann man, um eine absolute Vergleichung zu umgehen (s. § 2), den Umstand be-

rücksichtigen, daß die erzeugte Energie wahrscheinlich nicht nur von der Neigung der Charakteristik abhängt, sondern auch von der mittleren Anodenstromstärke. Nehmen wir in erster Annäherung an, daß die Gesetze dieser Abhängigkeit jene einfacher Proportionalität seien, und bedienen wir uns der in der Tabelle angeführten Mittelwerte von P und a, und legen wir der Größe i_a für die fünf Audions die Mittelwerte 275, 190, 250, 400 und 500 μA bei, so können wir für jeden Apparat eine Art Gütebeiwert, $P/(a \cdot i_a)$, berechnen. Diese Beiwerte würden in der genannten Reihenfolge zueinander im Verhältnis der Zahlen

38 75 17 55 180

stehen und die Überlegenheit von Nr. 5 als Generator dartun, dem dann Nr. 2 und Nr. 4 folgen würden. Ein anderer bemerkenswerter Vorzug von Nr. 5 ist die große Breite (11,1 Volt) des mittleren Wirkungsgebietes in bezug auf die Änderungen der Regelungsspannung; dadurch wird der Nachteil des Aussetzens des Generators weniger fühlbar. In dieser Hinsicht sind auch Nr. 4 und Nr. 2 wertvoll.

Vom Gesichtspunkte der für das Einsetzen der Schwingung erforderlichen Neigung der Charakteristik aus betrachtet, zeigt sich ein weiterer Unterschied zwischen Nr. 1, 2 und 5 einerseits und Nr. 3 und 4 andererseits. Bei den erstgenannten ist nämlich diese Neigung nahezu dieselbe (47,5; 41; 45) und im Mittel gleich 44.5 μA/V; bei den letztgenannten hingegen treten höhere Werte auf (96,5 und 60). Das ist ein weiterer Beweis dafür, daß die statischen Charakteristiken jener Audions, welche eine Hysterese aufweisen, eine größere scheinbare Neigung haben als die, bei der in Wirklichkeit während des Betriebes die zyklischen Veränderungen erfolgen. Eine Erklärung für diese Tatsache findet man leicht, wenn man den Hystereseschleifen $i_a = f(v_c)$ einen Verlauf zuschreibt, der an jenen der asymmetrischen Hystereseschleifen des Eisens erinnert. Nehmen wir nämlich beispielsweise an, die statischen Charakteristiken für den Hin- und Rückgang seien die in Fig. 14 angegebenen, und wir brächten das Audion um den Punkt B seiner mittleren Charakteristik herum zum Arbeiten als Generator. Es ist leicht ersichtlich, daß, wenn der unter diesen Verhältnissen beschriebene kleine örtliche Kreis der in der Figur angegebene ist, die Wirkung so erfolgt, als wenn die Charakteristik die Neigung der Geraden $a\,b$ hätte, und nicht jene der Tangente $a'\,b'$ an die mittlere Kurve[1]).

1) Betrachten wir die Audionproben der ersten Gruppe, so eignet sich der Mittelwert 44,5 der für das Einsetzen der Schwingungen erforderlichen

Schließlich können wir noch auf die Tatsache hinweisen, daß, wenn das Audion als Generator wirkt, die Werte der Anodenstromstärke und der Regelungsstromstärke inbezug auf jene der statischen Charakteristiken verändert werden. Die neuen deformierten Charakteristiken

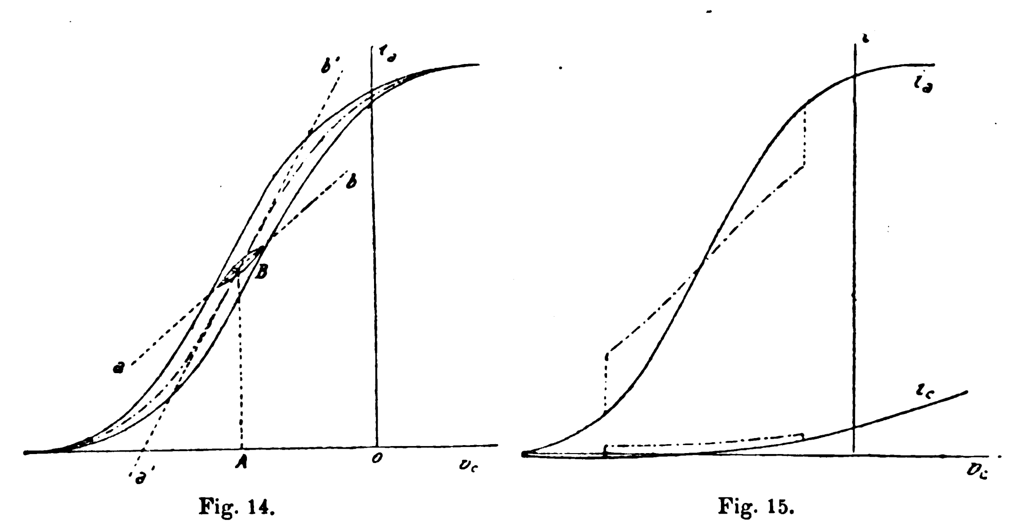


Fig. 14. Fig. 15.

sind in die Figuren nicht mit eingezeichnet worden, um einer Verwechslung zwischen den verschiedenen Diagrammen vorzubeugen. Ihr

---

Neigung für eine Bestätigung der Theorie. Aus diesem Werte folgt nämlich, daß für das Einsetzen der Schwingungen die Bedingung

$$M = -\frac{b L_a + (1 + b R') R C}{a}$$

erfüllt sein muß, wo, außer den bereits bekannten Bezeichnungen $b = d\,i_a/d\,v_a$ aus den statischen Charakteristiken abgeleitet ist, wo R der Ohmsche Widerstand der Spule L_a und R' der Widerstand des Anodenkreises ist. Nehmen wir für a den Mittelwert $44{,}5 \cdot 10^{-6}$ an, so erhalten wir aus der Fig. 11, daß der Mittelwert von a/b für die Audionproben Nr. 1, 2 und 5 gleich 6,6 und daher $b = 6{,}7 \cdot 10^{-6}$ ist; und da R' merklich kleiner ist als 1000 Ohm, so kann man bR' gegenüber Eins vernachlässigen.

Bei der Anwendung der Formel entsteht jedoch eine ernste Unsicherheit insofern, als in der Theorie der Widerstand R mitspielt, sei es nun als Widerstand, der sich dem konstanten Anodenstrome i_a entgegenstellt, oder als Widerstand, der sich dem örtlichen oszillatorischen Strome entgegenstellt. Bei den Versuchen bestand aber die Spule L_a aus massivem Kupferdraht von 0,45 mm Stärke und wies einen Widerstand von 7,84 Ohm gegen den Gleichstrom und einen solchen von 38,3 Ohm gegen den oszillatorischen Strom von der Wechselzahl 63500 auf. Es ist einstweilen zweifelhaft, welchen der beiden Werte man in die Formel einsetzen muß: Mit

allgemeiner Gang ist der in Fig. 15 durch die Punkt-Strich-Linien dargestellte und auf Grund der von der Krümmung der Charakteristiken herrührenden Gleichrichterwirkung leicht vorauszusehen und zu erklären; es gibt nämlich (in der Gegend des Wendepunktes) einen Punkt, in welchem i_a unverändert bleibt.

5. Wirkungsweise der Audionarten als Detektoren.

Bekanntlich hängt die Wirkung des Audions als Detektor mit seiner Gleichrichterwirkung zusammen, also mit der Änderung des Mittelwertes der Anodenstromstärke, die durch Anwendung einer elektromotorischen Wechselkraft im Regelungskreise hervorgebracht wird. Die unmittelbarste experimentelle Untersuchung dieser Wirkung ließe sich mit Hilfe des Gehörs in der Weise ausführen, daß man in den Anodenkreis ein Telephon einschaltete und im Regelungskreise oszillatorische elektromotorische Kräfte von passender Form erregte. Damit aber das Signal hörbar wird, müssen diese elektromotorischen Kräfte in einzelne gedämpfte Schwingungen gruppiert sein oder Interferenzschwebungen darstellen, die sich mit musikalischer Frequenz folgen. Im ersteren Falle muß man einen primären Schwingungskreis benutzen, der durch einen rhythmischen Unterbrecher (meistens einen Elektrovibrator oder Summer) erregt wird, im zweiten Falle bedarf es zweier Erzeuger kontinuierlicher Wellen von etwas verschiedener Schwingungszahl. Beide Anordnungen bieten keine Gewähr für eine stabile Regelmäßigkeit der im Regelungskreise induzierten Schwingungen und eignen sich schon aus diesem Grunde schlecht für eine quantitative Untersuchung. Das größte Hindernis aber besteht in der Unmöglichkeit einer sicheren und eindeutigen Messung der Stärke des im Telephon gehörten Tones. Abgesehen nämlich von den Unsicherheiten, welche dem Verfahren anhaften, welches man als das des parallelen Widerstandes bezeichnet, bleiben immer noch die Unterschiede bestehen, die vermutlich recht beträchtlich sind, wenn es sich um Versuche handelt welche mehrere Stunden lang fortgesetzt und in Abständen von Wochen und Monaten wiederholt werden müssen.

---

dem ersten erhält man: $-M = 820\,\mu$H und mit dem zweiten $-M = 2300\,\mu$H. Es scheint, daß man einstweilen als angenäherte Bestätigung der theoretischen Voraussagungen die Tatsache ansehen darf, daß der tatsächlich benutzte Wert $-M = 1202\,\mu$H in der Mitte zwischen den beiden berechneten Werten liegt. Wie bereits angedeutet wurde (s. § 1), soll eine allgemeine Bestätigung der Gültigkeit der Theorie einer späteren Untersuchung vorbehalten bleiben, da der Zweck der vorliegenden nur in einer Vergleichung zwischen den fünf untersuchten Audionformen besteht.



Aus allen diesen Gründen ist eine galvanometrische Messung der Änderungen von i_a vorzuziehen, welche hervorgerufen werden, wenn man im Regelungskreise eine oszillatorische elektromotorische Kraft von vollkommen konstanter Amplitude und Frequenz anwendet. Zu diesem Zwecke eignet sich gut die in Fig. 12 angegebene Versuchsanordnung, wenn man die Verbindungen ab, cf und gh durch die Verbindungen ah, dc und ef ersetzt und an die Enden u und t der kleinen Selbstinduktion L den Schwingungskreis eines anderen Generatoraudions in Nebenschluß legt. Die von diesem letzteren erzeugten Schwingungen übertragen sich durch die durch L gegebene schwache Koppelung auf den Lokalkreis $L C L_a T E$ (der von dem zu untersuchenden Audion vollständig isoliert ist) und induzieren durch die Koppelung M eine oszillatorische elektromotorische Kraft in L_c und sonach im Regelungskreise. Bei geeigneter Wahl der Konstanten ist die Stromstärke im Lokalkreise, und somit auch die induzierte EMK., vollkommen sinusförmig. Andererseits kann man ihre Amplitude mit Hilfe eines Rheostaten vollkommen konstant halten; dieser Rheostat regelt dann mit großer Feinheit die Zündung des Audiongenerators und gestattet auf diese Weise, den Ausschlag des mit dem Thermoelemente verbundenen Galvanometers konstant zu halten. Die Amplitude der induzierten EMK. läßt sich nach Belieben regeln, und zwar entweder durch Änderung der Stromstärke im induzierenden Kreise, oder durch Änderung des Wertes von M oder der Koppelung zwischen L_a und L_c. Das Ein- und Ausschalten der induzierten EMK. in den Regelungskreis bewerkstelligt man einfach durch Öffnen und Schließen des Kurzschlusses zwischen den Quecksilbernäpfchen m und n.

Fig. 16.

Es ist indessen zu bemerken, daß die angegebene Schaltungsweise sich nicht ohne Weiteres zu endgültigen Messungen eignet, weil die Gleichrichterwirkung des Audions nicht unabhängig von der Amplitude der induzierten EMK. ist; diese aber muß doch zweckmäßig die Größenordnung (einige Zehntel Volt) haben, die bei Empfangsanordnungen für drahtlose Telegraphie tatsächlich erreicht wird. Andererseits müßte man, um durch das Galvanometer A_a die durch das Ein- und Ausschalten der EMK. im Regelungskreise hervorgerufenen Änderungen der Stromstärke i_a unmittelbar anzuzeigen, dieser EMK. eine weit größere

und durchaus unwahrscheinliche Amplitude geben. Um die Schwierigkeit zu lösen, die darin besteht, mit genügend großer Annäherung sehr kleine prozentische Änderungen der Stromstärke i_a zu messen, haben wir uns einer Differential- oder Kompensationsanordnung bedient, die in der Weise zusammengesetzt war, wie es in Fig. 16 angegeben ist; diese Anordnung wurde zwischen die Klemmen p und q der Fig. 12 in den Anodenkreis eingeschaltet. Das Galvanometer ist das gleiche, daß früher zur Messung von i_c benutzt worden war; der Widerstand von 400 Ohm wurde eingeschaltet, um das Galvanometer genügend zu dämpfen, und der Widerstand von 10000 Ohm, um Änderungen der Empfindlichkeit bei Veränderung der Stellung des Läufers auf dem Kompensationspotentiometer zu vermeiden. Tatsächlich gelangt man bei Verwendung der in der Figur angegebenen Werte dahin, daß diese Empfindlichkeitsänderungen sicherlich kleiner als $0{,}03\,^0/_0$, also in der Tat zu vernachlässigen sind, während sich daraus die Möglichkeit ergibt, mit hinreichender Genauigkeit Änderungen um 0,1 μA selbst bei den größten Anodenstromstärken von etwa tausend μA zu schätzen. Für die Messungen wurden die nachstehenden Werte gewählt:

Ausschlag am Galvonometer G der Fig. 12	49	mm
Stärke des oszillatorischen Stromes im Kreise $L\,C\,L_a\,T\,E$	8,47	mA
Frequenz des oszillatorischen Stromes im Kreise $L\,C\,L_a\,T\,E$ ($\lambda = 5160$)	58200	~
Koeffizient der gegenseitigen Induktion M	184	μH
Amplitude der induzierten EMK. E_m , ...	0,805	V

Die Ergebnisse der unter den üblichen Vorsichtsmaßregeln ausgeführten Messungen sind, nach Umrechnung auf dieselben Werte der konstanten Anodenspannung, wie sie für die übrigen Charakteristiken gewählt worden waren, durch die unten in den Figg. 6—10 wiedergegebenen Diagramme dargestellt, Die Ordinaten dieser Diagramme messen die Änderung Δi_a, welche die Anodenstromstärke durch Einschaltung der oszillatorischen EMK. erfährt. Der Maßstab ist überall derselbe, mit Ausnahme von Nr. 4, wo sich die Gleichrichterwirkung sehr viel stärker geltend machte als bei den übrigen, so daß es nötig wurde, den Maßstab auf die Hälfte zu erniedrigen.

Bei der Durchmusterung der Kurven für das Gleichrichtungsvermögen zeigt es sich, daß sie im großen und ganzen den durch die Theorie vorausgesagten Verlauf nehmen; nach der Theorie soll nämlich dieses Vermögen sich ungefähr wie die zweite Ableitung der statischen Charakteristik $i_a = f(v_c)$ ändern. Tatsächlich trifft man, wenn man v_c

von — 10 auf + 10 ändert, zunächst auf ein positives Maximum von Δi_a, das ungefähr dem ersten „Knie" der statischen Charakteristik entspricht, alsdann auf einen Wert Null in der Gegend des Wendepunktes und schließlich auf ein negatives Maximum in der Gegend des zweiten Knies. Es zeigen sich indessen auch sekundäre Maxima; deren Anwesenheit erklärlich wird, wenn man die Eigentümlichkeiten bedenkt, denen man bei den statischen Charakteristiken begegnet.

Auch bei der Wirkung als Gleichrichter ist das Audion Nr. 2 das, welches die größte Regelmäßigkeit zeigt. Die Hysteresewirkungen und insbesondere die Unterschiede zwischen den bei zunehmendem und den bei abnehmendem v_c erhaltenen Ergebnisse sind bei Nr. 3 unmerklich und bei Nr. 4 wenig ausgeprägt. Das positive Maximum ist gewöhnlich weniger hoch als das negative, aber dieses letztere ist fast immer spitzer. Dies würde darauf hindeuten, daß das Audion, wenn es als Detektor wirkt, im zweiten Knie der Charakteristik eine größere Empfindlichkeit aufweist, gleichzeitig aber schwieriger zu regeln ist als im Gebiete des ersten Knies. In dem untersuchten Bereiche der Anodenspannungen, haben die Audionformen Nr. 2 und Nr. 4 den Vorzug, mit einigen Zehnern von Volt gut zu arbeiten, während Nr. 1, Nr. 3 und Nr. 5 etwas höhere Spannungen erfordern.

Die (sämtlich negativen) absoluten Maxima, die experimentell für die fünf Audions gefunden wurden, sind:

4,2 9,1 8,8 66,0 8,4 μA.

Dividiert man diese Werte durch die den zugehörigen Anodenstromstärken bereits belegten Mittelwerte, so erhält man Wahlen, welche man als eine Art relativen Gütebeiwertes ansprechen könnte[1]). Diese Zahlen verhalten sich zueinander wie

15 : 48 : 35 : 165 : 17

und bestätigen die bemerkenswerte Überlegenheit, welche in dieser Hinsicht das Audion Nr. 4 zeigt, dem dann Nr. 2 und Nr. 3 folgen. Vergleicht man diese Ergebnisse mit den für die Generatorwirkung gewonnenen, so zeigen sie vor allen Dingen, daß nicht immer ein und dasselbe Audion als Generator und als Detektor gute Eigenschaften

1) Die Bildung dieser Quotienten findet eine grobe Berechtigung durch die Tatsache, daß die Änderungen im Glühzustande des Drahtes im großen und ganzen die Wirkung haben, alle Ordinaten der statischen Charakteristiken ungefähr proportional zu verändern, ohne die Abszissen merklich zu verändern.

aufweist. Ein typisches Beispiel hierfür bietet Nr. 5, das als Generator alle übrigen übertrifft und andererseits als Detektor mittelmäßig ist und dadurch im großen und ganzen die Voraussagungen bestätigt, die man auf Grund der Theorie über den Gang der statischen Charakteristiken machen kann. Wenn die untersuchten Audionarten gleichzeitig als Generatoren und als Detektoren dienen sollen (Autoheterodynewirkung), kann man das geometrische Mittel der angenommenen Beiwerte in erster Annäherung als Gütebeiwert nehmen. Dann erhält man in der früheren Reihenfolge die Werte:

24 60 24 95 55.

Fassen wir die Elemente zusammen, die wir an den fünf Audionproben für die Beurteilung gewonnen haben, so können wir behaupten, daß Nr. 2 die größten Vorzüge hinsichtlich Regelmäßigkeit und Stabilität besitzt und zugleich sehr empfindlich ist; Nr. 4 ist, abgesehen von einer gewissen Instabilität, welche von Erscheinungen herrührt, die man als Hystereseerscheinungen ansprechen kann, ein sehr gutes Generatoraudion und weist als Detektor eine außergewöhnliche Empfindlichkeit auf; Nr. 5 ist als Generator ausgezeichnet, als Detektor mangelhaft, und Nr. 1 und Nr. 3 sind verhältnismäßig mittelmäßige Apparate.

6. Altern der Audionarten. Gesamte Ionenstromstärke.

Die für die Versuche über das Gleichrichtungsvermögen der Audionarten benutzte Versuchsanordnung gestattet, auf die Frage nach der Hysterese zurückzukommen, welche einige von ihnen zeigen; läßt man nämlich im Rostkreise (und mithin auch im Anodenkreise) eine starke oszillatorische EMK. wirken, ehe man irgendwelche Punkte der statischen Charakteristiken aufnimmt, so kann man hoffen, die Wirkungen der Hysterese auszuschalten[1]. Um diese Vermutung nachzuprüfen, habe ich in der angegebenen Weise nochmals einige der statischen Charakteristiken aufgenommen; da sich nun die vorliegende Untersuchung (über andere Versuche, auf die näher einzugehen, hier nicht der Ort ist) sich in der Reihenfolge entwickelt hat, in der ich

---

1) Dieses Verfahren erinnert an das, vermutlich zuerst von **Maurain** angegebene Verfahren, die sogenannten Kurven der hysteresefreien Magnetisierung des Eisens zu erhalten. Es besteht indessen zwischen ihnen insofern ein wesentlicher Unterschied, als bei den magnetischen Versuchen das Wechselfeld wirkt, **während** die Kurven aufgenommen werden, wogegen man bei den oben beschriebenen Messungen die oszillatorische EMK. wirken läßt, **bevor** man die einzelnen Ablesungen vornimmt.



sie hier dargestellt habe, so sind diese neuen Charakteristiken etwa drei Monate später aufgenommen worden als die ersten. In dieser Zwischenzeit haben die Audions Nr. 1, Nr. 2 und Nr. 5 zu wiederholten Malen ungefähr 25 Stunden lang und Nr. 3 und Nr. 4 doppelt so lange gearbeitet, weil die Versuche mit ihnen immer mühseliger gewesen sind als die mit den übrigen. Es hat sich ergeben, daß die neuen Charakteristiken bei den Audionproben der ersten Gruppe (Nr. 1, Nr. 2 und Nr. 5) praktisch mit dem alten zusammenfallen; bei Nr. 4 sind sie wenig von den alten verschieden (man betrachte beispielsweise die in Fig. 10 mit Punkten und Strichen gezeichnete Charakteristik für $v_a = 30{,}2$), aber die Hystereseerscheinung ist nicht verschwunden; bei Nr. 3 endlich hat sich eine gründliche Veränderung der Charakteristiken gezeigt, die durch den neuen Verlauf der (in Fig. 8 mit Punkten und Strichen gezeichneten) Charakteristik für $v_2 = 31{,}5$ deutlich veranschaulicht wird.

Diese wichtige „Alterungserscheinung“, die sich im Laufe der Versuche gezeigt hat, entkräftet einen Teil der für das Audion Nr. 3 gewonnenen Ergebnisse, und die Eigenschaften dieses Audions als Generator werden schließlich merklich schlechter als die oben mitgeteilten. Die Tatsache, daß sich bei den übrigen Audionproben merkliche Änderungen nicht gezeigt haben, während manche von ihnen sicherlich neu waren und vor den Versuchen sicherlich niemals in Betrieb gewesen waren, diese Tatsache lehrt, daß man die Alterungserscheinung durch geeignete Vorsichtsmaßregeln beim Bau vermeiden kann. Jedenfalls kann das „Altern“ und somit auch das „Reifen“ der Audions gegebenenfalls den Gegenstand einer weiteren Untersuchung bilden.

Inzwischen erschien es mir für die Gewinnung weiterer Elemente in dieser Hinsicht zweckmäßig, den gesamten Verlauf der Ionenstromstärke mit der Änderung der Anodenspannung aufzunehmen, und zu diesem Zwecke habe ich die beiden kalten Elektroden, den Rost und die Anode, zu einer einzigen miteinander verbunden. Auf diese Weise erhält man einen einzigen durch das Audion fließenden Strom, und dessen Änderung als Funktion der vom positiven Ende des Drahtes an gemessenen und zwischen -3 Volt und $+260$ Volt regelbaren Spannung v_a soll untersucht werden. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sind durch die Diagramme der Fig. 17 graphisch dargestellt; für diese Diagramme hat es sich als zweckmäßig erwiesen, eine logarithmische Abszissenskala anzuwenden. Aus den Diagrammen geht hervor, daß das Verhalten des Audions Nr. 2 von jenem der übrigen

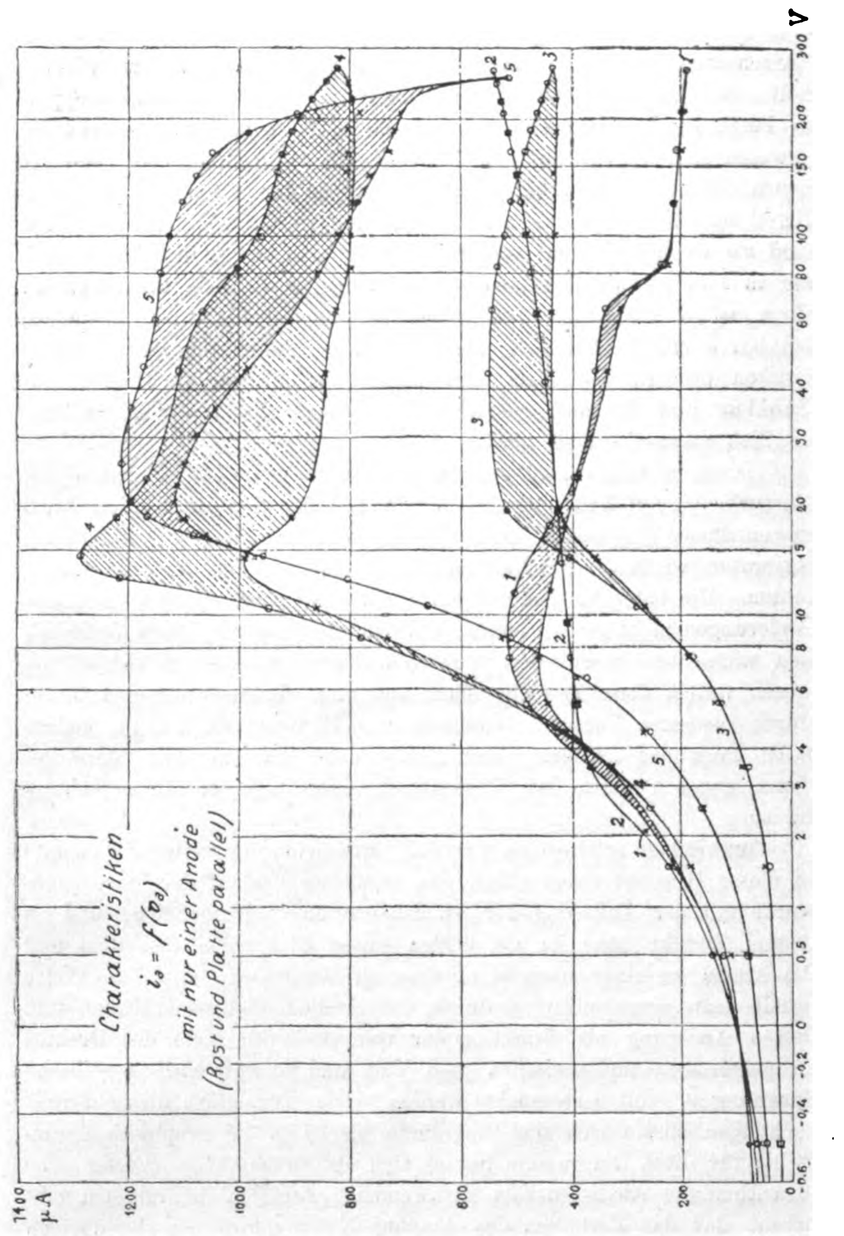
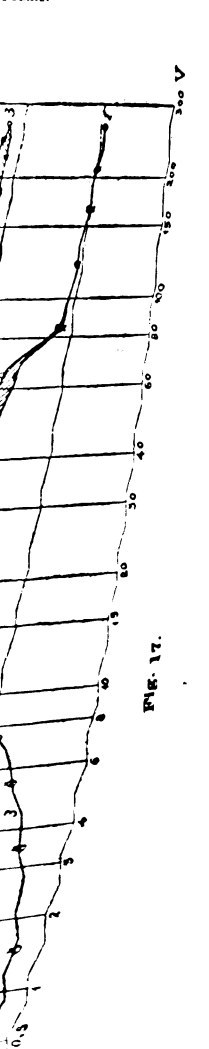

Charakteristiken
$i_a = f(v_a)$
mit nur einer Anode
(Rost und Platte parallel)
μA
1400
1200
1000
800
600
400
200
0
-0,6
-0,4
-0,2
0
0,5
1
2
3
4
6
8
10
15
20
30
40
60
80
100
150
200
300 V
1
2
3
4
5

Fig. 17.



vier deutlich verschieden gewesen ist. Dieses Audion hat nämlich keinerlei Spur einer Hysterese gezeigt; die Punkte für den Hingang (für wachsendes v_a, durch kleine Kreise bezeichnet) und für den Hergang (für abnehmendes v_a, durch kleine Kreuze bezeichnet) erweisen sich nämlich als zusammenfallend, und die Stromstärke wuchs regelmäßig mit wachsender Spannung, wobei sie (wenn man sie im gewöhnlichem Maßstabe aufträgt) asymptotisch einem Sättigungswerte zustrebte. Die anderen Audionproben zeigen im Gegensatz hierzu, selbst nachdem sie den Kreislauf der Veränderungen vielmals durchlaufen haben, was zwecks Annäherung an einen stetigen Zustand zuvor geschehen war, deutlich die Erscheinung der „viskosen Hysterese“, die ich bereits bei Gelegenheit der Behandlung der statischen Charakteristiken beschrieben habe, und geben nicht sowohl zu einer fortschreitenden Erhöhung der Ionenstromstärke mit wachsender Anodenspannung Anlaß als vielmehr zunächst zu einer Erhöhung, danach zu einer Abnahme.

Diese letztgenannte interessante Erscheinung, die, allein vom Standpunkte der Thermionenemission aus betrachtet, unerklärlich sein würde, ist bereits von Langmuir[1]) und neuerdings von Stoekle[2]) beobachtet worden. Sie wird auf Gasreste zurückgeführt (die entweder in der Röhre vorhanden sein oder unter der Einwirkung des Elektronenansturmes ausgesandt werden können), die sich bei den höheren Spannungen dissoziieren sollen. Die positiven Ionen sollen sich auf den Draht stürzen und dadurch die Thermionenemission behindern. Die Versuche lehren also, daß das Audion Nr. 2 das ist, in dem das vollkommenste und dauerhafteste Vakuum hergestellt worden ist.

7. Schlußbemerkungen.

Es würde sicherlich interessant sein, in konkreter Weise die Beziehungen darzustellen, die zwischen den an den verschiedenen untersuchten Audionformen beobachteten Eigenschaften einerseits und den nachbenannten Faktoren bestehen, nämlich:

a) dem Verdünnungsgrade der Luft in der Röhre;

b) der Gestalt und der Lage der Elektroden;

c) der Natur der Elektroden und der Behandlung, die während der Herstellung angewandt worden ist, um die okkludierten Gase auszutreiben.

Das würde uns aber zur Untersuchung der Einzelheiten im Bau

1) Richardson, The emission of electricity from hot bodies., S. 123.

2) Stoekle, Thermionic Current from Molybdenum. Phy. Rev. (2) 8, 534, 1916.

der verschiedenen Audionformen führen und somit auch zum Nachweis der Ursachen für diese Beziehungen sowie zur Gewinnung von Merkmalen für etwaige Vervollkommnungen. Wir müssen indessen diese Punkte als verboten betrachten, einmal weil das Audion, wie bekannt, wichtige Anwendungen in der militärischen drahtlosen Telegraphie findet, dann auch, weil gegenwärtig ein scharfer industrieller Wettbewerb auf diesem Gebiete besteht.

Immerhin scheint die vorliegende Untersuchung zu einigen Ergebnissen allgemeinen Charakters geführt zu haben, die vielleicht von einigem Interesse sein dürften, und die sich folgendermaßen zusammenfassen lassen:

1) Es sind die Merkmale untersucht worden, um die Arbeitsbedingungen verschiedener Audionformen untereinander vergleichbar zu machen, insbesondere unter dem Gesichtspunkte des Glühgrades des Drahtes.

2) Es sind die Mittel und Wege zur Ausführung quantitativer Versuche dargelegt worden.

3) Es ist in großen Zügen eine befriedigende Übereinstimmung zwischen den theoretischen Voraussagungen und den experimentellen Versuchsergebnissen festgestellt worden, sofern die Beziehungen zwischen dem Verlauf der statischen Charakteristiken und dem Verhalten des Audions als Verstärker, als Generator und als Detektor in Frage kommen.

4) Es ist festgestellt worden, daß die Aufnahme der Charakteristiken bei manchen Ausführungsformen durch Nebenerscheinungen erschwert werden kann, welche einer Art „viskoser Hysterese" ähneln.

5) Es ist beobachtet worden, daß es Ausführungsformen des Audions geben kann, die für die Wirkung als Verstärker und als Generator sehr geeignet und für die Wirkung als Detektor wenig geeignet sind, und umgekehrt.

6) Es ist bei einigen Apparaten die Möglichkeit des Vorhandenseins bemerkenswerter „Alterungserscheinungen" festgestellt worden, welche die Eigenschaften der Apparate im Laufe der Zeit wesentlich verändern. Diese Erscheinungen scheinen sich durch geeignete Vorsichtsmaßregeln beim Bau vermeiden zu lassen.

Instituto Elettrotecnico e Radiotelegrafico della Regia Marina, Livorno, Regia Accademia Navale, 18. April 1917.

(Eingesandt am 15. August 1917.)

(Nach einem Sonderabdruck aus „L'Elettrotecnica", 25. Juni—5. Juli 1917, Nr. 18/19, aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

Louis W. Austin und **Louis Cohen**. Die Anwendung radiotelegraphischer Empfangsverfahren auf die Kabeltelegraphie (The application of radio-telegraphic methods of receiving for cable telegraphy.)

Die Fragen, die sich bei der Entwicklung geeigneter Instrumente für den Empfang von Signalen in der Kabeltelegraphie und in der drahtlosen Telegraphie erheben, sind sehr eng miteinander verwandt. In beiden Fällen haben die Ströme, über die man am Empfangsende verfügt, eine sehr geringe Stärke, und in beiden Fällen ist es wesentlich, daß der Empfänger empfindlich ist und zuverlässig arbeitet.

In der Kabeltelegraphie benutzt man Gleichströme oder Wechselströme sehr geringer Frequenz[1]), wie im Squier-System, während in der drahtlosen Telegraphie Ströme hoher Frequenz verwendet werden. Daraus folgt indessen nicht, daß, weil in den beiden telegraphischen Systemen Ströme verschiedenen Charakters verwendet werden, nicht dieselben Arten von Empfangsinstrumenten benutzt werden können.

Bekanntlich haben die Empfangsinstrumente in der drahtlosen Telegraphie, besonders solche von der Gattung des Audions und des Tickers, eine Empfindlichkeit weit höherer Ordnung als die in der Kabeltelegraphie benutzten, und wir kamen daher auf den Gedanken, daß man dieselben Detektoren mit gutem Erfolg auch in der Kabeltelegraphie würde anwenden können. Versuche, die wir in unserem Laboratorium angestellt haben, ergaben, daß das Audion oder der Ticker einen geeigneten und weit wirksameren Empfänger abgeben wird als die gegenwärtig in der Kabeltelegraphie benutzten. Mit diesen Empfängern kann man sich sowohl des Empfanges durch Abhören bedienen als auch der Aufzeichnung. Wir haben gefunden, daß das Audion als Oszillator für jede beliebige Frequenz arbeitet, selbst für eine solche, die unterhalb des Hörbarkeitsbereiches liegt, und daß man es durch Verbindung mit einem Schwingungskreise mit passenden elektrischen Konstanten mit einer hörbaren Frequenz schwingen lassen kann, deren Ton man dann in den in üblicher Weise mit ihm verbundenen Hörern vernimmt. Das empfangene Signal verändert den oszillatorischen Strom, und die auf diese Weise entstehende Änderung hört man in den Fernhörern. Man kann nun das Audion auf den kritischen Punkt eben außerhalb des Schwingungsgebietes einstellen, und die Wirkung der empfangenen Signale besteht dann darin, momentane Schwingungen im Audion auszulösen. Bei einer derartigen Anordnung

1) Vgl. auch: Electrician 78, 78, 1916 Louis Cohen: On an unbroken alternating current for cable telegraphy. Die Red.

reicht eine Stromstärke von 1 Mikroampere überreichlich aus, ein wahrnehmbares Signal zu liefern, und selbst weniger als 1 Mikroampere wird genügen.

Bei dem Tickerverfahren ist die Anwendung etwas verschieden, denn die Arbeit des Tickers besteht einfach darin, den ankommenden Strom zu unterbrechen und ihn dadurch hörbar zu machen und somit die Anwendung von Fernhörern für den Empfang von Signalen zu ermöglichen. Wir haben den Ticker mit Gleitkontakt angewandt, den einer von uns[1]) vor einer ganzen Reihe von Jahren benutzt hat, um Gleichstrom im Telephon hörbar zu machen, und späterhin, um drahtlose Signale aufzunehmen. Beim Gebrauch des Tickers fanden wir ebenfalls, daß 1 Mikroampere genügt, um ein gut wahrnehmbares Signal zu ergeben.

Bei beiden oben genannten Verfahren ist die Aufnahme durch das Ohr nicht wesentlich. Man kann auch durch Verwendung selbstaufzeichnender Vorrichtungen an Stelle der Telephone gute Ergebnisse erzielen; dabei verbindet man die Aufzeichnungsvorrichtung mit dem Detektorinstrument am besten über einen Umformer. Eine weitere Steigerung der Empfindlichkeit kann man dadurch erreichen, daß man im Verein mit einem der beiden oben erwähnten Detektoren einen Audionverstärker benutzt.

Es ist natürlich klar, daß bei jedem telegraphischen System eine höhere Empfindlichkeit des Empfängers wünschenswert ist, aber besonders wertvoll ist eine solche in Verbindung mit dem Squiersystem. In diesem letzteren System ist die Signalisierungsgeschwindigkeit der Frequenz des angewandten Stromes direkt proportional, aber bei einer und derselben Senderspannung nimmt die Stromstärke am Empfangsende mit wachsender Frequenz sehr rasch ab. In Fig. 1 ist eine Kurve wiedergegeben, welche die Abnahme der empfangenen Stromstärke mit zunehmender Frequenz für ein transatlantisches Kabel darstellt. Bei einer Frequenz von 20 beträgt die Stromstärke am Empfangsende für 100 Volt am Senderende ungefähr 0,3 Mikroampere, und daher kann man eine derartige Frequenz nur bei hochempfindlichen Detektoren für die Kabeltelegraphie verwenden.

Die Vereinigung der Anwendung von Wechselströmen mit jener hochempfindlicher Detektoren bietet weiter den großen Vorteil, daß sich die Lösung des Problems der Mehrfachtelegraphie verwirklichen läßt. Man muß sich gegenwärtig halten, daß bei der Kabeltelegraphie

1) L. W. Austin, Phys. Rev. **11**, 117, 1900; **24**, 509, 1907; Journ. Wash. Ac. **1**, 8, 1911.

mit Gleichstrom alle Verbesserungen hinsichtlich einer Steigerung der Empfindlichkeit und der Geschwindigkeit durch die Genauigkeit begrenzt werden, mit welcher die Doppelbrücke abgeglichen werden kann. Das Öffnen und Schließen des Kreises bei der Signalgebung bringt vorübergehende Wirkungen mit sich, die schwer genau auszugleichen sind. Dies ist vom Obersten Squier erkannt und in seiner Arbeit[1]) in den folgenden Sätzen klar zum Ausdruck gebracht worden: „Bei der letzten Analyse war es stets das Öffnen und Schließen des Senderkreises, das schließlich den Knick oder „Sprung" in der Abgleichung hervorrief. Das kann nicht Wunder nehmen, wenn man sich gegenwärtig hält, daß vom elektrischen Standpunkte aus auf einen Schwingungskreis wenige Dinge ernstlicher einwirken können als die plötzliche Einschaltung eines unendlichen Widerstandes. . . . Erst nachdem ich viele Abänderungen des einfachen Wechselstromes im Verlaufe meiner Versuche zur Vervollkommnung der doppelten Abgleichung der Brücke versucht hatte, drängte sich mir das Grundprinzip auf, den Senderkreis niemals zu unterbrechen." Durch die Verwendung eines nicht unterbrochenen Wechselstromes werden viele der Schwierigkeiten bei der Abgleichung beseitigt, die man zuvor als der Zwiefach-Kabeltelegraphie anhaftend betrachtet hatte, und auch das Problem der Mehrfachtelegraphie wird dadurch vereinfacht.

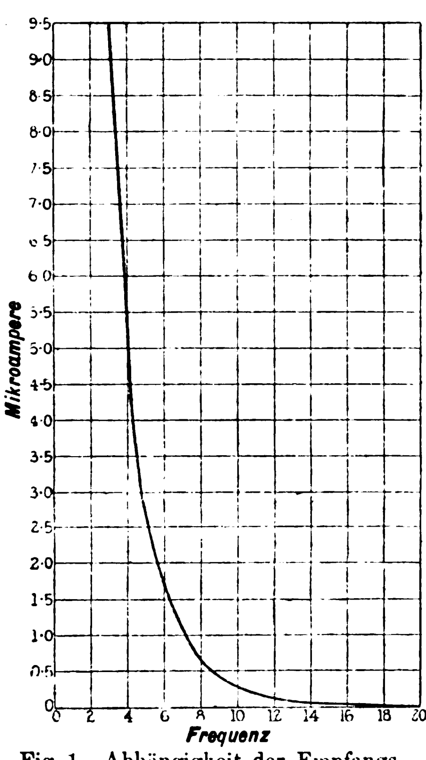


Fig. 1. Abhängigkeit der Empfangsstromstärke von der Frequenz.

In Gemeinschaft mit Herrn Oberst G. O. Squier haben wir ein Verfahren entwickelt, bei welchem ein besonderes Simplexsystem einem

1) G. O. Squier, On an unbroken alternating current for cable telegraphy. Proc. Phys. Soc. London 27, 541.

Squierschen Duplexkapelsystem übergelagert wird. Die Anordnung der Kreise wird aus Fig. 2 ersichtlich. Wie man sieht, haben wir an den beiden Enden des Kabels Stationen *A* und *B*, die für Zweifachtelegraphie ausgerüstet sind, und außerdem die Stationen *D* und *C*, von denen die eine nur als Senderstation und die andere nur als Empfängerstation arbeitet, und welche das übergelagerte Simplexsystem

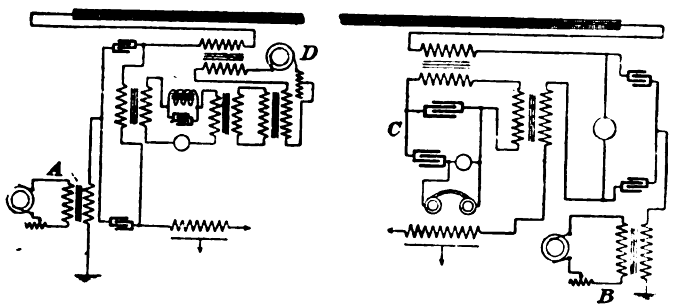


Fig. 2. Anordnung der Schwingungskreise.

bilden. In dem Simplexsystem, das wir mit *DC* bezeichnen, benutzen wir Empfang durch Abhören. Die Frequenz des Stromes kann entweder innerhalb des Hörbarkeitsbereichs liegen oder unterhalb des Hörbarkeitsbereichs und dann am Empfängerende durch einen Ticker oder ein Audion hörbar gemacht werden, wobei die Stromfrequenz verhältnismäßig hoch, etwa 15 oder darüber, ist. Der im Zweifachsystem benutzte Strom ist ein solcher von niedriger Frequenz. Die beiden Empfängerkreise in *B* und *C* sind auf die entsprechenden Frequenzen der an den betreffenden Stationen aufzunehmenden Signale abgestimmt, und da die in den beiden Fällen benutzten Frequenzen beträchtlich voneinander verschieden sind, wird durch die Abstimmung der Kreise die Gewähr dafür geboten, daß jeder Empfänger nur auf den Strom des Signales anspricht, das an der betreffenden Station aufgenommen werden soll.

Um die Wirkung des Senders *B* auf den Empfänger *C* auszuschalten, ist der Empfängerkreis sowohl mit dem Brückenarm des künstlichen Kabels gekoppelt als auch mit dem Kabel, und die Sekundären sind so verbunden, daß sie im Empfängerkreise entgegengesetzt gleiche elektromotorische Kräfte induzieren und dadurch die Wirkung des Senders *B* auf den Empfänger *C* aufheben. Eine etwas andere Anordnung wird angewandt, um die Wirkung des Senders *D* auf den Empfänger der Station *A* auszuschalten. Außer doppelten Umformern, die sich in ihrer Wirkung gegenseitig ausgleichen, ist in den Empfänger-

kreis der Station A noch ein auf die Frequenz des Senders D abgestimmter Schleifenkreis eingeschaltet, so daß dieser Empfängerkreis für Ströme von der durch die Station A erzeugten Frequenz undurchlässig wird. Auf diese Weise wird es durchaus möglich, über ein Zweifachkabel einen besonderen Einfachkreis überzulagern. Durch geeignete Abänderungen an den Umformern und den abgestimmten Schwingungskreisen, sowie auch durch die Verwendung verschiedener Frequenzen ist es möglich, ein System zu entwickeln, in welchem einem Zweifachkabel eine Anzahl von Einfachsystemen übergelagert wird.

Wir haben hier nur einen allgemeinen Umriß der Arbeit wiedergegeben, die im Gange ist, um diese neuen Arten von Detektoren und Mehrfachinstrumenten für die Kabeltelegraphie zu benutzen. Verschiedene Anordnungen und Abänderungen sind in der Entwickelung begriffen, können aber gegenwärtig nicht in ihren Einzelheiten erörtert werden. Wir waren indessen der Meinung, daß es für Ingenieure von Interesse sein dürfte, wenn wir ihre Aufmerksamkeit auf diese neue Entwickelung in der Kabeltelegraphie lenkten, und wir hoffen, bei anderer Gelegenheit den Gegenstand ausführlicher zu behandeln.

Bei dieser ganzen Arbeit hatten wir uns der wertvollen Mitarbeit des Herrn Oberst G. O. Squier zu erfreuen.

(Nach Electrician **78**, 719—720, 1917 aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.) (Eingegangen 15. Mai 1917.)

Vorschläge des Elektrotechnischen Vereins zur Verdeutschung fremdsprachlicher Ausdrücke auf dem Gebiete der drahtlosen Telegraphie.[1]

Der Elektrotechnische Verein hat sich auf Anregung aus Heereskreisen mit der Frage beschäftigt, in welchem Umfange es sich empfehle, elektrotechnische Fachausdrücke, für die man z. Zt. Fremdwörter gebraucht, zu verdeutschen.

Es wird nicht für richtig gehalten, diese fremdsprachlichen Wörter grundsätzlich zu beseitigen. Ein technischer Ausdruck soll, damit seine Bedeutung zweifelfrei festgestellt werden kann, gegen die Ausdrücke der Umgangssprache genau abgegrenzt sein; dazu eignen sich am besten Ausdrücke, die eigens zum Gebrauch der Technik gebildet werden. Sie können der deutschen Sprache entnommen werden; aber bei der großen Mannigfaltigkeit der zu bezeichnenden Begriffe, insbesondere auch von nahe verwandten Begriffen, wird man mit deutschen

1) Nach E. T. Z Heft 39, 1916.

Wörtern allein nicht ausreichen. Außerdem haben gut gewählte Fremdwörter den Vorteil guter Verständlichkeit für die Angehörigen anderer Völker.

Auf der anderen Seite läßt sich nicht leugnen, daß für gewisse Kreise die Wahl deutscher Wörter ein Bedürfnis ist. Insbesondere Leuten von geringer sprachlicher Schulung gegenüber wünscht man deutsche Wörter zu benutzen, weil sie sich für Deutsche leichter sprechen und behalten lassen. Von besonderem Vorteil ist es, wenn solche Wörter auch den darzustellenden Begriff gut wiedergeben, doch darf man in dieser Beziehung die Anforderungen nicht zu hoch stellen. Dagegen ist es wichtig, daß die zu wählenden Wörter kurz und leicht sprechbar sind und sich auch leicht in Wort- und Satzbildungen einfügen lassen.

Ein wichtiges Ziel der zu machenden Vorschläge ist, zu verhindern, daß zur Befriedigung des Verdeutschungsbedürfnisses von mehreren Seiten verschiedene Vorschläge gemacht und damit eher Verwirrung als Klärung erzielt werde. Aus diesem Grund hat der Verein sich auch im wesentlichen an die Regel gehalten, für jeden Begriff nur ein einziges deutsches Wort vorzuschlagen, wo mehrere Wörter genannt werden, handelt es sich um verschiedene, wenn auch nahe verwandte Begriffe.

Eine nicht geringe Zahl Fremdwörter eignet sich überhaupt nicht zur Verdeutschung, angefangen mit den Wörtern „Elektrizität“ und „Elektrotechnik“. Auch bei vielen Wörtern, für die man einen deutschen Ausdruck geben kann, wird man in den wissenschaftlichen und den engeren Fachkreisen vermutlich bei dem Fremdwort bleiben. Wie weit sich die deutschen Wörter einbürgern, wird sich im Gebrauch ergeben.

Zunächst ist, der Anregung gemäß, ein Vorschlag für das Gebiet der Funkentelegraphie und der auf diesem Gebiet gebrauchten sonstigen elektrotechnischen Fachausdrücke ausgearbeitet worden. Er wird hiermit zur Erörterung gestellt.

Alphabetisches Verzeichnis fremdsprachlicher Fachausdrücke aus dem Gebiete der drahtlosen Telegraphie und Vorschläge zu deren Verdeutschung.

Durch nachstehenden Vorschlag sollen für Fälle, wo man nur deutsche Wörter gebrauchen will, geeignete Ausdrücke zur Verfügung gestellt werden. Der Elektrotechnische Verein empfiehlt nicht schlechthin, die fremdsprachlichen Ausdrücke zu beseitigen.

Fremdwort:	Deutsche Bezeichnung:
Absorption	Zehrung
Aggregat	Satz, z. B. Maschinensatz
Akkumulator	Sammler
Amperemeter	Strommesser
Amplitude	Ausschlag
Antenne	Strahler, Sendestrahler, Empfangsstrahler
Antennenkondensator	Strahlkreisflasche [1]
Antennenspule	Strahlkreisdrossel [1]
Antennenkreis	Strahlkreis
Antennenschalter (zum Übergang v. Senden z. Empfang)	Sende-Empfangsschalter
Aperiodisch	schwingfrei, totgedämpft, grenzgedämpft
Apparat, Instrument	Werk, Gerät, Messer
Apparatur, Instrumentarium	Zeug
Äquivalent	gleichwertig
Atmosphärisch	Luft- (Luftelektrizität)
Batterie	Satz (z. B. Sammlersatz, Zellensatz, Flaschensatz)
Blockierungsmittel	Stromsperre
Blockkondensator	Gleichstromsperre, Blocker
Blockierungsspule	Wechselstromsperre, Drossel
Charakteristik (Kurve)	Kennlinie
Charakteristik einer Leitung	Wellenwiderstand
Dekrement	Dämpfungsziffer (Strahlungsziffer)
Detektor	Greif
Detektorkreis	Greiferkreis
Detektorspule	Greifspule
Dielektrikum (physikalischer Begriff)	(nicht zu verdeutschen)
Dielektrikum im Sinne von Isolierstoff	Nichtleiter
Dielektrizitätskonstante	Elektrisierungsziffer
Dynamo	Stromerzeuger
Effekt	Leistung
Effektivwiderstand	Wirkwiderstand
Elektrode	Pol, Polstück
Anode	Hochpol
Kathode	Tiefpol
Zwischenelektrode	Zwischenpol
Gitterelektrode	Gitterpol
Antikathode	Gegenpol, Gegenpolstück
Emission	Ausstrahlung, Strahlung
Formfaktor	Formziffer
Frequenz	(nicht zu verdeutschen)

Hochfrequenz über 4000 V
Mittelfrequenz (Tonfrequenz) 150 bis 4000 V
Niederfrequenz unter 150 V

---

1) Wellenkürzer oder Wellenstrecker, je nach der Schaltung.

Fremdwort:	Deutsche Bezeichnung:
Generator	Stromerzeuger
Impedanz	Scheinwiderstand
Induktanz	Blindwiderstand
Induktion	
(allgemein als Vorgang)	(nicht zu verdeutschen)
als magnetische Induktion	magnetische Dichte
als elektrische Induktion	dielektrische Verschiebung
Induktionsspule, induktiver Widerstand (Apparat)	Drossel (s. Rheostat und Reaktanz)
Induktiver Widerstand (Eigenschaft)	Blindwiderstand (s. Induktanz)
Induktive Belastung	Scheinlast
Induktor (Kurbelinduktor)	Magnetmaschine
Induktor (Zündinduktor)	Zündmagnet
Funkeninduktor	Funkenspanner (s. Transformator)
Installation	Leitungsbau, Leitungsanlage
Instrument	s. Apparat
Instrumentarium	s. Apparatur
Intensität	Stärke
Interferenzempfang	Schwebungsempfang
Isochron	gleichläufig
Isolieren	
die elektrische Verbindung unterbrechen	trennen
mit einem Nichtleiter umhüllen	umhüllen
Isolierfähigkeit	Trennung oder Hülle
Isolation, je nach Bedeutung	Trennfähigkeit
Isolator	
als physikalischer Begriff	Nichtleiter
als Vorrichtung	Trenner
Isolierglocke	Trennglocke
Rillenisolator	Rillentrenner
Kathodenrelais Kathodenoszillator Kathodendetektor	s. Relais
Kohärer	Fritter
Koeffizient	Ziffer
Kollektor	Stromabgeber
Kommutator	Stromwender
Kondensator	Flasche
Konduktiv	s. Kopplung
Konstant	gleichbleiben
Kontakt	
als Vorgang	Schluß
als Vorrichtung	Schließe
Kontinuierlich	dauernd
Kontinuierliche Schwingungen	Dauerschwingungen
Kopplung	
galvanische (konduktive)	Leitkopplung, Drosselkopplung
induktive	Magnetkopplung
kapazitive	Flaschenkopplung
Lokalstrom	Ortsstrom
Membrane	Schwingblatt, Blatt (Schallblatt, Hörblatt)

Fremdwort:	Deutsche Bezeichnung:
Mikanit	Preßglimmer
Montage	Einbau
Oszillator	Schwinger
Oszillatorisch	schwingend, Schwingungs-
Oszillograph	Wellenzeichner
Oszillogramm	Wellenbild
Parallel (Parallelschaltung)	nebeneinander, Zweigschaltung
Partialfunken	Zwischenfunken
Partialwelle	Teilwelle
Periode	Schwingung (im Sinne von ganze Schwingung)
Periodisch	schwingend, wiederkehrend
Phase	
Schwingungszustand	Gang, Gangpunkt
Wicklungs- oder Leitungsteil	Zug, Wicklungszug, Leitungszug
Phasendifferenz	Gangunterschied
Polarisation	Polung
Polarisiert	gepolt
Potentialdifferenz	Spannung
Potentiometer	Spannungsteiler
Primär-	Außen- zum Strahlkreis gehörig)[1]
Pulsierend	pulsend
Radiogoniometer	Wellenpeiler (allgem.)
	Wellenrose (mit zahlreichen Strahlern)
	Wellenkreuz (mit 2 gekreuzten Strahlern)
Radiotelegramm	Funkspruch
Reaktanz (Eigenschaft)	s. Induktanz
als Apparat	Drossel
Reflexion	Spiegelung
Relais	
1. stetig wirkend	Verstärker
a) Kathodenrelais	Gasverstärker
Kathodenoszillator	Schwingungsröhre
Kathodendetektor	Greifröhre
b) Mikrophonrelais	Mikrophonverstärker
2. als Schalter wirkend	Schütz[2])
Resonanz	Einstimmung
Resonanzindikator	Einstimmungszeiger
Resonanzkondensator	Einstimmflasche
Resonanzvariometer	Einstimmdrossel
Resonator	Einstimmer
Rheostat (induktionsfrei)	Stromwehr, Wehr
Rotierend	Dreh-, umlaufend
Schaltschema	Schaltplan
Sekundär-	Innen- (zum Greiferkreis gehörig)[3])

1) Es bedeutet: Außenkreis — Strahlkreis
Innenkreis — Greiferkreis, Erregerkreis oder Stoßkreis
Zwischenkreis ist ein Kreis, der die Leistung zwischen Außen- und Innenkreis überträgt.
2) Das Schütz, des Schützes, Mehrzahl: die Schütze.
3) S. vorhergehende Anm. 1.

Fremdwort:	Deutsche Bezeichnung:
Selektionsfähigkeit	Abstimmschärfe, Störungsfreiheit
Selbstinduktivität (Apparat)	Drossel
Serienschaltung	Reihenschaltung
Skineffekt	Stromverdrängung, Feldverdrängung
Statisch	ruhend
Station	Stelle (z. B. Funkstelle), Stand
Stationär	ortsfest, dauernd
Synchron	zeitgleich
Synchronismuszeiger	Gleichlaufzeiger
System	Anordnung, Bauart, nach z. B. drahtlose Telegraphie nach (statt System) Fessenden
Tachometer	Drehzahlmesser
Tastrelais	Sendeschütz
Telephon	Fernhörer, Hörer
Telephonkondensator	Scheider, Scheideflasche
Tikker	Ticker
Tonfrequenzkreis	Tonkreis
Tourenregulator	Drehzahlregler
Tourenzähler	Umlaufzähler
Transformator	Umspanner
Aufwärtstransformator	Aufspanner
Abwärtstransformator	Abspanner
Autotransformator	Sparspanner
Meßtransformator	Meßwandler
Stromtransformator	Stromwandler
Frequenztransformator	Frequenzwandler
Transportabel	ortsveränderlich, fahrbar, tragbar
Vakuum	Luftleere
Variabler Kondensator	veränderbare Flasche
stetig variabler Kondensator	Stellflasche
sprungweise variabler Kondensator	Stufenflasche
Variable Selbstinduktionsspule	Veränderbare Drossel
stetig variable Selbstinduktionsspule (Variomet.)	Stelldrossel
sprungweise variable Selbstinduktionsspule	Stufendrossel
Variometer	s. variable Selbstinduktionsspule
Ventilwirkung	Richtwirkung
Voltmeter	Spannungsmesser
Wattmeter	Leistungsmesser
Wellenskala	Wellenbereich
Wellenindikator	Schwingungsmelder

Berlin, 2. September 1916.

Der Generalsekretär:
L. Schüler.

Erläuterungen zu dem Verdeutschungsvorschlag des Elektrotechnischen Vereins.

Von K. Strecker.

Wenn auch in der Veröffentlichung des Vereins deutlich auf den Sinn des Vorschlages hingewiesen worden ist, mag es hier noch einmal gesagt werden, daß dem Urteil und Entschluß des Schreibenden oder Sprechenden, ob er ein Fremdwort oder ein deutsches Wort gebrauchen will, in keiner Weise vorgegriffen werden soll; der Verein enthält sich in diesem grundsätzlichen Punkte jeder Empfehlung.

Bei der Beratung des Vorschlages hat sich das Bedürfnis ergeben, ihn zu erläutern. Es ist öfter nötig, die Gründe anzugeben, die zur Wahl eines bestimmten Wortes geführt haben. In mehreren Fällen hat es sich als wünschenswert herausgestellt, durch die neuen Benennungen bessere Ordnung der Begriffe herbeizuführen; auch das wird zweckmäßig näher erläutert und begründet. Ferner bot sich noch Gelegenheit, Beispiele anzuführen.

Für die Darstellung schien die sachliche Ordnung besser geeignet als die alphabetische, die im Vorschlag selbst angewandt wird. Die gewählten Wörter werden in diesen Erläuterungen ohne Ausnahme wiederholt, so daß ein besonderer Vergleich nicht mehr nötig ist.

I. Gruppe. Allgemeines.

Elektrische Größen: Für Effekt und Intensität ist seit langem Leistung und Stärke üblich. Potential wird häufig statt Spannung verwandt, selbst in Fällen, wo man streng genommen gar nicht von Potential sprechen kann. In der Regel handelt es sich um die Potentialdifferenz zweier Punkte, und es ist üblich, wenn einer dieser Punkte die Erde ist, vom Potential zu sprechen. Man kann dafür unbedenklich Spannuug sagen; darin liegt schon, daß es sich um zwei Punkte handelt. Andererseits wird auch das Wort Spannungsdifferenz im Sinne von Spannung gebraucht; das ist aber unrichtig. Die Spannungsdifferenz ist der Unterschied zweier Spannungen, z. B. der Spannungen in den beiden Teilen eines Dreileiternetzes. Man gebrauche also Spannung statt Potential gegen Erde und statt Potentialdifferenz. Spannungsunterschied aber nur, wo es sich um den Unterschied zweier Spannungen handelt, und man benutze das Wort Spannungsdifferenz überhaupt nicht mehr.

Induktion als Vorgang wird am besten nicht verdeutscht. Es ist aber üblich, das Wort noch in anderen Bedeutungen zu verwenden:

insbesondere um die Stärke magnetischer und elektrischer Felder anzugeben. Man kann die magnetische Induktion, die durch das Formelzeichen 𝔅 dargestellte Größe, als magnetische Dichte, und, wo der Zusammenhang es erlaubt, kurz Dichte bezeichnen. Für die elektrische Induktion hat man schon das Wort dielektrische Verschiebung, auch kurz Verschiebung. — Das Eigenschaftswort induktiv läßt sich nicht allgemein übersetzen; es ist aber manchmal möglich, es zu umgehen, indem man magnetisch oder elektromagnetisch sagt. Einige Zusammensetzungen, in denen es häufig vorkommt, sind besonders verdeutscht worden,

Für einige Wechselstromgrößen verwendet man am besten die vom AEF vorgeschlagenen Namen[1]): rein induktiver Widerstand (Induktanz und Reaktanz) = Blindwiderstand, als Nebeneinander von Widerstand und Selbstinduktivität Impedanz = Scheinwiderstand, Effektivwiderstand (energieverzehrend) = Wirkwiderstand. Tritt statt Induktivität, oder neben ihr, Kapazität auf, so bleiben die deutschen Wörter die gleichen. Induktiver Widerstand als Apparat heißt Drossel.

Die Polarisation kann man, da Pol als genügend eingedeutscht angesehen werden darf, durch Polung wiedergeben; polarisiert = gepolt.

Teile des Stromkreises: Isolieren gibt man durch trennen wieder, wenn die elektrische Verbindung unterbrochen wird, z. B. durch einen Schalter, den Trennschalter; dagegen durch umhüllen in der Bedeutung, daß ein Leiter mit einem Nichtleiter umgeben wird, z. B. ein umhüllter Draht. Hiernach ist Isolation entweder durch Trennung (Schaltvorgang) oder durch Hülle (Gegenstand) zu ersetzen. Besteht die Isolation aus Luft, so sagt man in der Regel getrennt, z. B. zwei luftgetrennte Leiter; Isolierfähigkeit ist durch Trennfähigkeit zu ersetzen. Der Isolator als Verkörperung des physikalischen Begriffes, z. B. Porzellan, Bernstein, heißt Nichtleiter; als Vorrichtung, um eine Trennung herzustellen und zu erhalten Trenner, z. B. Trennglocke, Rillentrenner. Wenn daher oft das Wort Dielektrikum lediglich im Sinne von Nichtleiter verwandt wurde, so empfiehlt es sich nun, in solchem Falle dieses deutsche Wort zu gebrauchen, das Fremdwort Dielektrikum dagegen nur da zu benutzen, wo es sich wirklich um dielektrische Eigenschaft und Vorgänge handelt.

1) Vgl. „ETZ“ 1914, S. 1021.

Der Kontakt als Zustand oder Vorgang in schaltungstechnischem Sinne heißt einfach Schluß, z. B. Stromschluß; die den Kontakt bildenden Leiter, die Vorrichtung, heißen zusammen die Schließe, der einzelne Leiter kann dann Schließteil genannt werden. Elektrode wird durch Pol, die Verkörperung durch Polstück wiedergegeben; Anode, Kathode, Antikathode, Zwischen-, Gitterelektrode = Hochpol, Tiefpol, Gegenpol, Zwischenpol, Gitterpol; zu Hoch- und Tiefpol ist zu bemerken, daß dies die einfachste Art ist, die Stromrichtung in die Benennung der Elektroden einzubeziehen.

Schaltung. Statt Schaltschema sage man Schaltplan; parallel ist nebeneinander, Parallelschaltung, Serienschaltung ist Zweig- und Reihenschaltung. Der Lokalstrom wird, wie üblich, durch Ortsstrom wiedergegeben.

Stromquellen. Dynamo und Generator werden durch das vom VDE als gleichwertig bezeichnete Stromerzeuger wiedergegeben. Der Kollektor heißt Stromabgeber, der Kommutator Stromwender; beides ist seit langer Zeit üblich. Der Kurbelinduktor heißt Magnetmaschine, der Zündinduktor Zündmagnet, der Funkeninduktor Funkenspanner (s. hierzu Transformator). Der Akkumulator heißt schon seit langer Zeit Sammler.

Allgemeine Wörter, wie Koeffizient, Konstante, Faktor werden durch Ziffer wiedergegeben. Obgleich Ziffer in erster Linie Zahlzeichen bedeutet und nur wenig als Ersatz für Zahl benutzt wird (z. B. Bevölkerungsziffer, Kennziffer bei Logarithmen), schien es doch hier besonders zweckmäßig, um ein Unterscheidungsmerkmal mehr oder minder unveränderlicher Ziffern gegenüber den willkürlichen, als Zahlen aufzufassenden Größen zu schaffen: Dielektrizitätskonstante, Formfaktor, Elektrisierungsziffer, Formziffer.

Das Wort System wird in verschiedener Weise benutzt. Wo es sich wirklich um ein System, d. h. eine vollständige, zusammengehörige Anordnung handelt, kann man dafür Anordnung, unter Umständen auch Bauart sagen. Es ist daher üblich geworden, System sowohl wie Bauart in der Art eines Vorwortes zu benutzen, z. B. Sender System Lorenz, Empfänger Bauart Telefunken. Dies ist im Deutschen falsch; man könnte wohl von einem Sender Lorenzscher Anordnung, einem Empfänger der Bauart von Telefunken sprechen, aber die deutsche Sprache hat dafür ein gutes Vorwort: Sender nach Lorenz, Empfänger nach Telefunken. Äquivalent heißt gleichwertig, konstant gleichbleibend, kontinuierlich dauernd, statisch ruhend. Sammelnamen wie Aggregat, Batterie verdeutscht man

durch Satz: Maschinensatz, Zellensatz, Sammelsatz, Flaschensatz.

Stoffnamen: Mikanit = Preßglimmer (Mika = Glimmer).

2. Gruppe. Antenne und zugehörige Schaltung.

Für Antenne sagt man häufig Luftleiter oder auch Luftdraht. Dieses Wort eignet sich wenig zu weiteren Wortbildungen, und es ist aus zwei Wörtern zusammengesetzt, die nichts wesentliches der Funken telegraphie darstellen. Besser scheint Strahler, das auch die Bildungen Strahldraht, Strahlgebilde, Strahlkreis (als Stromkreis), Sende- und Empfangsstrahler zuläßt und sich zur Bezeichnung der zugehörigen Schaltung und Apparate besonders gut eignet: Strahlkreisflasche und Strahlkreisdrossel für Antennenkondensator und -spule. Doch sagt man statt Antennenschalter besser (wie schon üblich): Sende-Empfangsschalter, d. i. ein Schalter, dessen zwei Stellungen entweder das Senden oder das Empfangen ermöglichen. — Strahlkreisflasche und -drossel dienen je nach der Schaltung zum Verkürzen oder zum Verlängern der Welle und werden danach Wellenkürzer oder Wellenstrecker genannt.

Die mit der Antenne zusammenhängenden Stromkreise hat man als Primär-, Sekundär-, Tertiärkreis bezeichnet. Dies hat den Übelstand, daß die Bezeichnung ganz willkürlich ist und dem Sinne nach beim Übergang vom Senden zum Empfang wechseln müßte. Besser scheint eine Bezeichnung zu sein, die sich auf die räumliche Anordnung stützt: Als Außenkreis wird der Kreis der Antenne (Strahlkreis), als Innenkreis beim Sender der Erregerkreis, beim Empfangen der Kreis des Detektors bezeichnet; ein zwischen diesen vermittelnder, mit beiden gekoppelter Kreis heißt Zwischenkreis. In bestimmten Fällen kann ein solcher Kreis ein Rückkopplungskreis sein, doch schien es nicht empfehlenswert, diese Bezeichnung in die Liste aufzunehmen. Statt des gebräuchlichen langen Wortes Tonfrequenzkreis sage man kürzer Tonkreis.

Das Radiogoniometer ist in 2 Arten ausgeführt worden; die Wellenrose besteht aus einer Mehrzahl gerichteter Antennen, die gleichmäßig über alle Richtungen verteilt sind, z. B. 18 Antennenpaare mit 10^0 Winkelabstand; das Wellenkreuz besteht aus 2 Antennenpaaren, die rechtwinklig zueinander stehen und mit einer drehbaren Spule gekoppelt sind. Beide Apparate heißen gemeinsam Wellenpeiler.

Bei der Kopplung unterscheidet man die konduktive oder gal-

vanische, die induktive und kapazitive. Die erste wird je nach ihrer Art als Leitkopplung (wenn lediglich die leitende Verbindung der Kreise in Frage kommt), oder als Drosselkopplung bezeichnet (wenn auch die Drosselwirkung einer Spule mitwirkt), die zweite heißt Magnetkopplung, die dritte Flaschenkopplung.

3. Gruppe. Erzeugung der elektrischen Schwingungen, elektrische Vorgänge in den Schwingungskreisen. Aufnahme der Schwingungen.

Oszillator, der Leiter, auf dem Schwingungen entstehen, heißt Schwinger, oszillatorisch schwingend, Schwingungs-.

Amplitude ist die größte Entfernung des schwingenden Teiles aus der Ruhelage, daher Ausschlag. Resonanz heißt Einstimmung (nicht Abstimmung); man denkt daran, daß der Resonator, der Einstimmer, in die ankommenden Wellen seiner Eigenfrequenz einstimmt. Selektionsfähigkeit wird wiedergegeben durch Abstimmschärfe, wenn man die spitze Form der Resonanzkurve (Einstimmlinie) im Sinn hat und durch Störungsfreiheit, wenn man daran denkt, daß Wellen von stark abweichender Frequenz trotz großer Stärke den Kreis nicht zum Mitschwingen anregen können. Resonanzkondensator, -variometer heißen Einstimmflasche, -drossel.

Als Phase hat man ursprünglich einen Augenblick der Schwingung, einen bestimmten Zustand während der Schwingung verstanden; bekanntlich bezeichnet man damit auch die Teile eines Mehrphasenstromes und sogar die Wickelungen, ja, in gewissen Kreisen heißt der Wechselstrom schlechthin Phasenstrom; um bei der Verdeutschung gleich etwas Ordnung in diesen Wirrwarr zu bringen, wird vorgeschlagen, die Phase als Schwingungszustand mit Gang und Gangpunkt wiederzugeben; Strom von drei Gängen dreigängiger Strom = Drehstrom; im ersten Gang des Drehstromes; Phasendifferenz gleich Gangunterschied. Als Wickelungs- oder Leitungsteil heißt es dagegen Zug; der zweite Zug des Drehstromankers, der Drehstromleitung.

Das Wort Frequenz hat sich so gut eingeführt und ist so schwer durch ein gutes und kurzes deutsches Wort zu ersetzen, daß es sich empfiehlt, es beizubehalten und keinen Vorschlag zur Verdeutschung zu machen. Man unterscheidet Hochfrequenz (über 4000 Per/s, nicht oder schlecht hörbar), Mittel- oder Tonfrequenz (zwischen 4000 und 150 Per/s), Niederfrequenz (unter 150 Per/s). Statt Wellenskala sage man Wellenbereich. Für Periode benutze man Schwingung;

dann muß allerdings unter einer Schwingung eine volle Schwingung, d. i. ein Hin- und Hergang verstanden werden. Periodisch ist schwer in all seinen Bedeutungen wiederzugeben; man verwende, soweit es paßt, schwingend und wiederkehrend, im übrigen wird man das Fremdwort beibehalten müssen. Für aperiodisch gilt das gleiche, es heißt im allgemeinen schwingfrei insofern, als der schwingfreie Körper oder Stromkreis von der eintreffenden Schwingungsbewegung nicht zum Eigenschwingen angeregt wird; bei starker Dämpfung benutzt man das Wort totgedämpft, für den aperiodischen Grenzzustand grenzgedämpft. Dekrement = Dämpfungs- (auch Strahlungsziffer); es ist darunter das logarithmische Dekrement zu verstehen.

Skineffekt heißt, wie schon üblich, Stromverdrängung, daneben auch Feldverdrängung.

Partialfunken sind Funken, die — bei unvollständiger Ladung — zwischen den regelmäßigen Funken erscheinen; sie heißen daher besser Zwischenfunken. Partialwellen sind die Teile eines aus mehreren Wellen zusammengesetzten Schwingungsvorganges, z. B. die beiden Kopplungswellen; sie heißen daher Teilwellen.

Die kontinuierlichen Schwingungen nennt man Dauerschwingungen. Es bleibt hierbei allerdings die Art der Schwingungen, die sehr mannigfach sein kann, unentschieden. Über diese Frage arbeitet gerade der AEF, und man wird abwarten müssen, welche Vorschläge dieser macht. Pulsierend bedeutet in Schwingungen zu- und abnehmend; ein pulsierender Strom ist ein gleichbleibender Strom mit übergelagertem Wechselstrom von verhältnismäßig nicht zu großem Ausschlag. Da Puls schon genügend eingedeutscht scheint, sage man pulsend statt pulsierend. Interferenzempfang heißt Schwebungsempfang; es ist der mit Hilfe einer zweiten, in der Frequenz der vorkommenden Schwingung benachbarten Schwingung erzielte Empfang.

Synchron sind zwei Dreh- oder Schwingungsbewegungen von gleicher Periode; dafür benutze man das Wort zeitgleich; stimmen sie auch in der Phase überein, so sind sie isochron oder gleichläufig. Ein Apparat, der anzeigt, daß zwei Bewegungen gleichläufig sind, der Gleichlaufzeiger, wird gegenwärtig ungenau Synchronismusindikator genannt.

Emission, Absorption, Reflexion heißen der Reihe nach Ausstrahlung oder Strahlung, Zehrung, Spiegelung.

4. Gruppe. Apparate.

Apparat, Instrument kann je nach den Umständen des Einzelfalles wiedergegeben werden durch Werk, Gerät, Messer, z. B. Morsewerk, Empfangsgerät, Strommesser. Apparatur und Instrumentarium durch Zeug, Versuchszeug, Meßzeug.

Detektor wird jetzt meist durch Zelle wiedergegeben; dieses farblose Wort, das schon so viele Bedeutungen hat, erschien nicht geeignet. Es wird Greif vorgeschlagen (Detektorkreis = Greiferkreis, weil Greifkreis zu schlecht auszusprechen ist; dagegen Greifspule). Der Kohärer heißt, wie üblich, Fritter, der Ticker ist als deutsch anzuerkennen.

Kondensator, Induktionsspule, Rheostat. Es wird leider häufig kein Unterschied gemacht, ob es sich um die elektrische Eigenschaft oder deren Verkörperung handelt. Man sagt: ich schalte eine Kapazität, einen Widerstand ein, und nennt in diesem Sinne einen Kondensator auch Kapazität, eine Drahtspule Widerstand. Das führt zu Sätzen wie: diese Kapazität hat eine Kapazität von 5 Mikrofarad; miß den Widerstand dieses Widerstandes! Es ist nötig, durch Wahl bequemer Namen dieser Undeutlichkeit zu steuern. Die Verkörperungen von Kapazität, Induktivität und Widerstand sollen Flasche, Drossel und Wehr genannt werden. Flasche ist von Anfang an üblich gewesen; es soll nun aber auch benutzt werden, wo die Form von einer Flasche weit entfernt ist. Drossel wird gleichfalls viel benutzt; es soll eine Wickelung bedeuten, deren Widerstand neben ihrer Induktivität vernachlässigt werden kann. Für Rheostat war bisher kein deutsches Wort im Gebrauch; da die Anschauung von Flüssigkeitszuständen und -bewegungen von Anfang an die Quelle für die elektrische Namengebung gewesen ist, wird ein von dort entnommener, dem Begriff nach wenigstens befriedigend passender Name, das Wehr vorgeschlagen (Wehr, Wehrdraht. Wehrspule, Wehrkasten, Stöpselwehr, Schleifwehr usf.). Eine Drossel mit merklichem Leitvermögen für Wechselstrom kann Wehrdrossel, ein Wehr mit merklicher Drosselwirkung Drosselwehr genannt werden. Ein zur Veränderung seiner maßgebenden Eigenschaft eingerichteter Apparat wird durch einen Vorsatz: Stell- oder Stufen- bezeichnet. Stell- bedeutet stetig zu veränderbar, Stufen- in Sprüngen zu verändern: Stellflasche, Stelldrossel, Stellwehr, Stufenflasche, Stufendrossel, Stufenwehr. Die allgemeine Eigenschaft der Veränderbarkeit (variabel) wird durch das Eigenschaftswort veränderbar angegeben.

Apparate dieser Art zu besonderen Zwecken sind: Blockkondensator und Blockierungsspule, zusammen Blockierungsmittel; dafür sagt man allgemein Stromsperre, Gleich- und Wechselstromsperre. Der Kondensator heißt Blocker, die Spule Drossel (wie oben). Den Telephonkondensator im Empfangskreis, dem das Empfangstelephon nebengeschaltet wird, nennt man Scheideflasche, Scheider, weil er die schnellen von den langsamen Schwingungen scheidet. Das Potentiometer heißt Spannungsteiler.

Die Bedeutung von Transformator ist den anderen Verwandlungsapparaten gegenüber vom Verband Deutscher Elektrotechniker festgelegt; es wird darunter ein durch elektromagnetische Induktion wirkender, ruhender Apparat (Eisenkern mit zwei oder mehr Wickelungen) verstanden. Apparate dieser Art, welche Ströme zum Zwecke der Messung umwandeln, heißen Wandler. Statt Transformator wird Umspanner, Auf-, Abspanner gesagt. Autotransformator = Sparspanner. Daneben bleiben Meßwandler, Strom-, Spannungs-, Frequenzwandler bestehen.

Die Relais unterscheiden sich in solche, die die einlaufenden Ströme verhältnismäßig verstärken, und solche, die nur als Schalter wirken. Jene heißen Verstärker, und unterscheiden sich in Gasverstärker und Mikrophonverstärker; zu besonderen Zwecken benutzte Gasverstärker sind: der Kathodenoszillator = Schwingungsröhre und der Kathodendetektor = Greifröhre. Dagegen soll Audion nicht verdeutscht werden. Das Relais als Schaltapparat heißt „das Schütz", ein Name, der schon viel gebraucht wird und vom Wasserbau entlehnt ist. Die Schütze heißt ein an der Schleuse angebrachter und den Wasserzu- oder -abfluß regelnder Schieber. Tastrelais = Sendeschütz. Ein polarisiertes Relais heißt gepoltes Schütz. Das Telephon nennt man wie üblich Hörer, Fernhörer.

Die Membrane ist das Schwingblatt, kürzer Blatt, z. B. Schallblatt. Rotierend ist umlaufend und kann manchmal durch Zusammensetzung mit Dreh- wiedergegeben werden. Das Tachometer ist der Drehzahlmesser, der Tourenregulator der Drehzahlregler, der Tourenzähler der Umlaufzähler.

Meßapparate. Ampere-, Volt-, Wattmeter sind an und für sich falsch gebildet; nicht das Ampere, das Volt, das Watt werden gemessen, sondern Strom, Spannung, Leistung. Darum ist es richtiger, zu sagen: Strom-, Spannungs-, Leistungsmesser; ebenso Widerstandsmesser. Der Indikator heißt Melder: Resonanz-

indikator = Einstimmungszeiger, Wellenindikator = Schwingungsmelder, Oszillograph = Wellenzeichner. Oszillogramm = Wellenbild.

5. Gruppe. Verschiedenes.

Das Radiotelegramm heißt seit längerer Zeit Funkspruch. Eine Charakteristik in Form einer Kurve heißt Kennlinie, die Charakteristik einer Leitung (komplexer Widerstand) heißt Wellenwiderstand.

Für Installation benutze man: Leitungsbau, Leitungsanlage, für Montage Einbau.

Vakuum = Luftleere, Luftleer-.

Atmosphärisch läßt sich meist durch Zusammensetzung mit Luft- wiedergeben: Luftelektrizität.

Für Station sagt man Stelle (z. B. Funkstelle), Stand.

Stationär wird schon häufig durch ortsfest wiedergegeben, transportabel ist ortsveränderlich, trag- oder fahrbar.

Ventilwirkung ist Richtwirkung.

(Eingesandt 1. Januar 1917.)

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Nachdem in der Patentschau der letzten vier oder fünf Hefte dieses Jahrbuches vorwiegend über Kathodenstrahlröhren zum Zwecke der Schwingungserzeugung, des Überlagerungsempfangs und der Kenntlichmachung elektrischer Schwingungen berichtet worden ist, soll dieses Spezialthema zunächst auf einige Zeit verlassen werden, und es soll auf ein anderes Thema von nicht geringerer Bedeutung übergegangen werden, nämlich auf das der gerichteten drahtlosen Telegraphie und zwar soll nicht nur auf Anordnungen eingegangen werden, die entweder das Aussenden der elektrischen Wellen selbst in einer bestimmten Richtung ermöglichen, oder die die ausgesendeten Nachrichten nur solchen Empfangsstationen verständlich übermitteln, die auf einer bestimmten Richtungslinie sich befinden, sondern es soll auch auf Anordnungen eingegangen werden, mit Hilfe derer es einer Empfangsstation ermöglicht wird, die Richtung zu bestimmen, aus der elektrische Wellen bei ihr eintreffen. Insbesondere letztere Anordnungen sind

von erhöhter Wichtigkeit, wenn es sich darum handelt, eine bewegliche, mit Empfangsapparaten ausgerüstete drahtlose Station in den Stand zu setzen, ihre augenblickliche örtliche Lage in bezug auf eine Sendestation zu bestimmen, deren örtliche Lage ihr bekannt ist.

Da soll zunächst auf eine schon vor einer längeren Reihe von Jahren veröffentlichte, in den Kreisen der Hochfrequenztechniker jedoch sehr wenig bekannte Anordnung eingegangen werden, nämlich auf die britische Patentschrift 11544 vom Jahre 1909 der Marconis Wireless Telegraph Co. Ltd. und von Henry Joseph Round in London. Bei den in dieser Patentschrift beschriebenen Sende- und Empfangsanordnungen werden die bekannten geknickten oder Horizontalantennen verwendet, deren Strahlungs- und Empfangsdiagramm bekanntlich eine ovale oder birnenförmige Gestalt aufweist, bei denen also unter sonst gleichen Bedingungen die größte Empfangsstärke dann erzielt wird, wenn die Empfangsstation in der Spurlinie einer vertikalen Ebene liegt, die durch den horizontalen Antennendraht hindurchgeht, während die Stärke der empfangenen Schwingungen beim Heraustreten der Empfangsstation aus dieser Ebene zunächst allmählich, später aber immer rascher abnimmt. Das wesentliche der genannten Patentschrift besteht nun darin, daß auf der Empfangsstation zwei solche geknickte Antennen verwendet werden, die in einem Winkel zueinander angeordnet sind, und daß ferner ein Schalter vorgesehen ist, der sehr rasch hin- und hergeschaltet werden kann, um in sehr rascher Folge den Empfangsapparat an die eine und an die andere Horizontalantenne abwechselnd anzuschalten. Bei dieser Anordnung müssen die in den beiden Lagen des Schalters empfangenen Signale von ungleicher Stärke sein, sofern die Sendestation nicht in einer ganz bestimmten Richtung liegt, und zwar muß diese Richtung, wenn die beiden geknickten Luftleiter im übrigen gleichartig wirken, den zwischen diesen Luftleitern eingeschlossenen Winkel halbieren. Unter der Voraussetzung, daß dieser Winkel genügend groß ist, kann die Richtung, in welcher die von beiden Antennen aufgenommenen Signale genau gleiche Stärke besitzen, mit großer Genauigkeit festgelegt und ermittelt werden, da aus dem Vektordiagramm dann sich eine sehr rasche Zu- bezw. Abnahme der Lautstärke ergibt. Für den Fall, daß ein Schiff mit dieser Anordnung ausgerüstet werden soll und dieses Schiff wie üblich eine Antenne besitzt mit einem horizontalen Teil, der zwischen den Masten ausgespannt ist und einem vertikalen Teil, der den Mittelpunkt des Horizontalteils der Antenne mit dem Empfangsapparat und der Erdung verbindet, so soll zur Ausführung der Erfindung eine solche T-Antenne

durch eine Antenne von der Form ⅂|⎾ ersetzt werden, d. h. durch zwei horizontale oder geknickte Antennen, die unter einem Winkel von 180° zueinander liegen. Die Richtung des gleichstarken Empfangs wird dann im rechten Winkel zur Längsrichtung des Schiffes liegen. Es ist leicht einzusehen, daß ein mit einer solchen Antenne ausgerüstetes Schiff mit großer Genauigkeit den Augenblick bestimmen kann, an welchem eine Station, deren Signale empfangen werden, sich genau querab (seitwärts) vom Schiff befindet. Durch einfaches Verbinden der beiden Luftleiter am unteren Ende erhält man dann wieder die gewöhnliche T-förmige Antenne. Genau so wie auf der Empfangsstation kann man natürlich auch auf der Sendestation zwei im Winkel zueinander angeordnete geknickte Antennen (Richtantennen) verwenden und auch hier einen Schalter vorsehen, der schnell hin- und hergelegt werden kann, um in rascher Folge den Sendeapparat abwechselnd an die beiden Antennen zu schalten. In diesem Falle werden die ausgestrahlten Zeichen in einer einzigen bestimmten Richtung von gleicher Größe sein und ein mit irgendeinem gewöhnlichen Luftleiter ausgerüstetes Schiff kann dann mit großer Genauigkeit den Augenblick bestimmen, in dem es diese Linie der gleichen Intensität kreuzt. Ferner ist es aber auch möglich, die Richtungslinie der gleichgroßen Sende- oder Empfangsintensität zu drehen, und zwar dadurch, daß Mittel vorgesehen werden, durch die die empfangenen oder die ausgesendeten Schwingungen in der einen Stellung des Schalters gegenüber der anderen Stellung geschwächt werden. Auf diese Weise ist es, wenn auch mit geringerer Genauigkeit, möglich, gleiche starke Signale auch außerhalb der Halbierungslinie des Winkels zwischen den Richtantennen zu erhalten und so ein Drehen der Signalrichtung ohne irgendwelche Drehung der Antennen selbst zu erzielen. Um die Gleichheit der Signale zu ermitteln, wird vorgeschlagen, irgendeinen bekannten telephonischen Empfänger zu verwenden und den Schalter oder Taster sehr rasch (mit Tonfrequenz) hin und her zu schalten.

Zur näheren Erläuterung soll noch auf die Figg. 1 bis 4 eingegangen werden. Fig. 1 zeigt das Strahlungs- bzw. Empfangsdiagramm zweier horizontaler Richtantennen. In ihr bedeutet OA^1 im Grundriß die eine Richtantenne, die bei O über den Sende- oder Empfangsapparat an Erde angeschlossen ist; OD^1 ist die Richtung der größten Signalstärke, und die birnenförmige Kurve C^1 stellt das Vektordiagramm der Strahlungs- bzw. Empfangsintensität dieser Richtantenne OA^1 dar, bezogen auf den Punkt O. Ebenso ist OA^2 die andere Richtantenne, deren Vektordiagramm C^2 und deren Richtung größter

Intensität in die Richtung OD^2 fällt. OB^1 ist dann die Richtung gleicher Intensität, die den Winkel zwischen OD^1 und OD^2 halbiert. Aus dieser Figur ist ohne weiteres zu ersehen, daß das Verhältnis, in dem sich die Signalstärke ändert, bei OB^1 viel größer ist als bei OD^1 oder OD^2, so daß also der Winkel, unter dem sich die beiden Vektorkurven C^1 und C^2 schneiden, und damit die Genauigkeit, mit der die Richtung gleicher Intensität ermittelt werden kann, um so größer ist, je größer der Winkel zwischen OD^1 und OD^2, d. h. zwischen den Richtantennen ist. Wenn man nun die Stärke der von der einen Richtantenne ausgesendeten oder empfangenen Schwingungen, z. B. von OA^2, schwächt, so daß das Strahlungs- bzw. Empfangsdiagramm C^3 statt C^2 wird, so kann man auf diese Weise die Richtung gleicher Intensität von OB^1 nach OB^2 drehen, ohne irgend etwas an der Lage der Richtantennen selbst zu ändern.

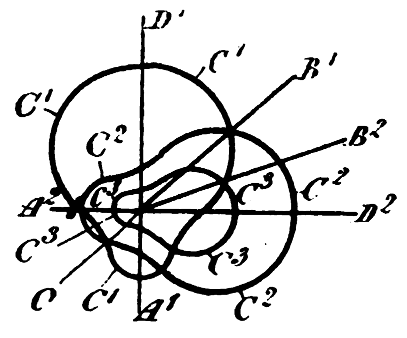


Fig. 1.

In Fig. 2 sind a_1 und a_2 zwei solche einander ähnliche Richtantennen, die in einem Winkel zu einander liegen sollen, und s ist der Schalter, welcher das in rascher Folge stattfindende Anschalten der Erdleitung e mit dem eingeschalteten Sender oder Empfänger r ermöglicht. Wird dieser Schalter in rascher Folge hin- und hergelegt, so werden die übertragenen Signale von gleicher Stärke sein in einer Richtung, die den Winkel zwischen den Richtantennen halbiert, während, wenn Wellensignale aus dieser Halbierungsrichtung her ankommen, diese Signale gleichstarke Wirkungen auf den Empfänger r ausüben werden. In Fig. 3 sind a_1 und a_2 ebensolche Richtantennen unter bestimmten gegenseitigem Winkel, die entweder direkt oder indirekt über einen gewöhnlichen Sende- oder Empfangsapparat über die Induktanzen i_1

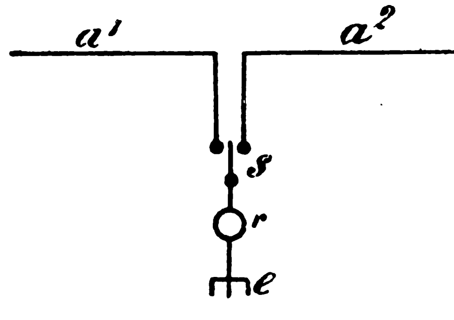


Fig. 2.

und i_2 und den Schalter s abwechselnd an Erde e gelegt werden können, i ist eine Induktanzspule, die mit dem Sender oder Empfänger r verbunden ist und so bewegt werden kann, daß die Koppelung zwischen ihr und den Spulen i^1 bzw. i^2 verändert werden kann; auf diese Weise kann durch einfache Verstellung der Spule i von der Richtung $O B^1$ nach der Richtung $O B^2$ gleicher Intensität der Fig. 1 übergegangen werden, während der Schalter s in rascher Folge hin- und herbewegt wird. In Fig. 4 endlich sind wieder a_1 und a_2 die beiden Richtantennen unter beliebigem Winkel, i_1 und i_2 Induktionsspulen und e die Erdung. j_1 und j_2 bilden induktive Kopplungen mit i_1 und i_2; s ist wieder der rasch arbeitende Schalter und r der Sender und Empfänger. d endlich ist ein Widerstand durch den die Richtung gleicher Intensität (OB_1 nach $O B_2$) geändert werden kann. Es können aber natürlich auch noch andere Mittel verwendet werden, mit Hilfe deren die Stärke der von der einen Antenne ausgesendeten oder empfangenen Wellen verringert werden kann. Endlich ist es auch noch möglich, bei derartigen Empfangsanordnungen die Richtung gleicher Intensität der beiden Richtantennen statt durch Vergleichen mit Hilfe des schnell arbeitenden Umschalters auch ohne einen solchen Umschalter festzustellen, in-

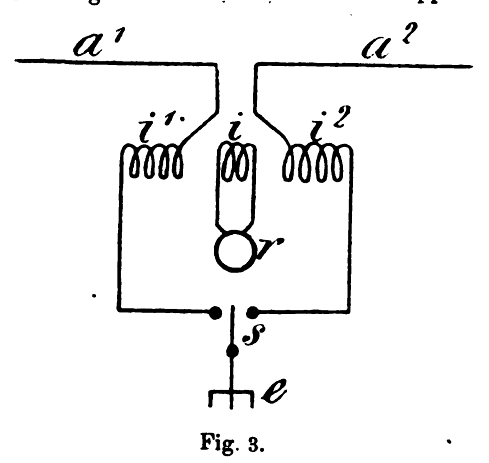


Fig. 3.

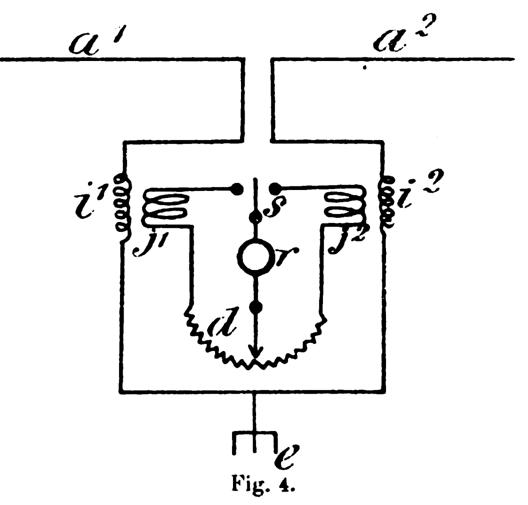


Fig. 4.

dem zwei Empfänger der Gegeneinanderschaltung verwendet werden.

Eine andere Anordnung zum Empfangen von Signalen aus einer einzigen bestimmten und wählbaren Richtung und zur Bestimmung der Richtung, aus der die Wellen eintreffen, betrifft die britische Patentschrift 2456 vom Jahre 1912 der Marconis Wireless Telegraph Co. Ltd. und von Charles Edmond Prince in London. Bisher wurde die Richtwirkung erhalten durch die Phasendifferenz der Schwingungen, die in Horizontalantennen oder in zwei Vertikalantennen von den aus verschiedenen Richtungen kommenden Wellen erzeugt wurde. Wenn jedoch große Wellenlängen angewendet werden, müssen die verwendeten Luftleiter mit großen Induktanzen versehen werden; da dies aber die Wirksamkeit der Antennen ungünstig beeinflußt, so muß man bei großen Wellenlängen Antennen von großen Dimensionen verwenden. Um diese Schwierigkeiten zu beseitigen, sollen nun hier geschlossene Antennenkreise verwendet werden, die in Vertikalebenen liegen und nicht mit der Erde verbunden sind. Diese Antennen sollten zweckmäßig die Form von Rechtecken besitzen mit zwei horizontalen Seiten; der Empfänger soll in der unteren dieser beiden Seiten eingeschaltet werden, und durch Kondensatoren sollen diese Antennengebilde auf die eintreffenden Wellen abgestimmt werden. Solche Antennengebilde sind wirksame Empfänger für Wellen, deren Wellenlänge die Basislinie der Antennengebilde wesentlich übersteigt, und sie werden von Wellen, die in der Richtung der Ebene des Antennengebildes ankommen, stark erregt, während Wellen aus einer senkrecht hierzu liegenden Richtung gar keine Wirkung auf sie ausüben. Um nun die Richtung zu bestimmen, aus der Wellen ankommen, sollen zwei solche

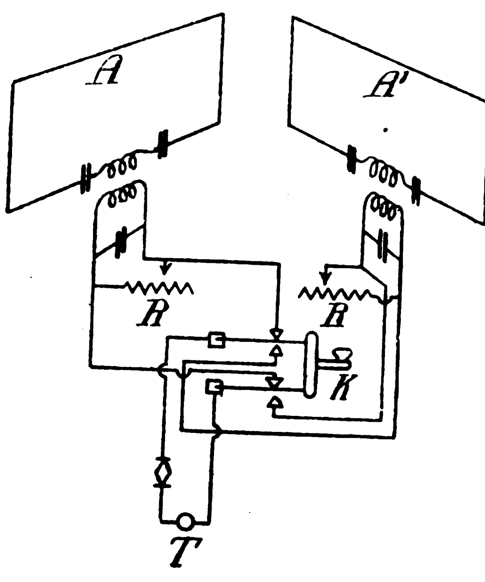


Fig. 5.

Antennengebilde verwendet werden, deren Ebenen senkrecht aufeinanderstehen. und es sollen dann die Wirkungen in beiden miteinander verglichen und einander gleichgemacht werden. Anstelle zweier solcher geschlossener Antennengebilde kann auch nur ein solches Gebilde (Richtantenne) und ein nicht gerichtetes Antennengebilde (Linearantenne) verwendet werden und dann ebenfalls ein Vergleich der Intensitäten beider angestellt werden. Auch in diesem Falle wird das geschlossene Antennengebilde mit Hilfe von Kondensatoren auf die Wellenlänge abgestimmt, und die beiden Antennen (die Richtantenne sowohl wie die Linearantenne) werden so abgeglichen. daß die Intensität der in der Linearantenne empfangenen Schwingungen den Maximalsignalen in der Richtantenne gleich groß sind. Um dann die Richtung zu bestimmen, aus der die Wellen ankommen, ist es dann nur nötig, die Signale in der Linearantenne so weit zu schwächen, daß sie den mit der Richtantenne aufgenommenen Wellen gleich stark sind. Der Betrag der hierzu nötigen Schwächung ist dann ein Maß für den Winkel zwischen der Richtantenne und der Richtung der ankommenden Wellen. Zum Zwecke der Schwächung der Signale kann eine drehbare Kopplungsspule verwendet werden, wobei die Verhältnisse so gewählt werden können, daß der Winkel, um den die bewegliche Spule der Kopplungsvorrichtung bis zur Erreichung der Gleichheit der Signale gedreht werden muß, gleich dem Winkel zwischen der Richtantenne und der Richtung der eintreffenden Wellen ist, so daß dann keinerlei weitere Kalibrierung notwendig ist. In Fig. 5 sind A und A^1 die beiden Antennenrechtecke unter angenähert 90^0 zueinander mit je einem Detektorkreis, der mit einem Schalter K verbunden ist. Durch rasches Hin- und Herwerfen des Schalters K kann man dann die in dem Telephon T erzeugten Lautstärken miteinander vergleichen. Zum Gleichmachen dieser beiden Lautstärken können beliebige Mittel angewendet werden; in Fig. 5 dienen beispielsweise hierzu einstellbare

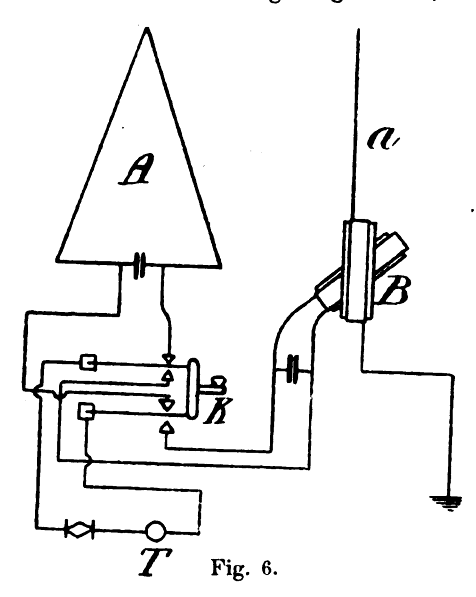


Fig. 6.

Widerstände R; aus deren Verhältnis beim Eintreten der Gleichheit kann man die Richtung der ankommenden Wellen bestimmen. Fig. 6 zeigt die andere erwähnte Art mit einer Richtantenne A und einer nicht gerichteten, d. h. Linearantenne a, die so eingestellt ist, daß die in ihr empfangenen Signale der Maximalstärke der Signale gleich sind, die mit der Richtantenne empfangen werden können. Um hierbei die Richtung der eintreffenden Wellen zu bestimmen, ist es nur nötig, die Signale in a zu schwächen, bis Gleichheit der Signale eintritt. Zu

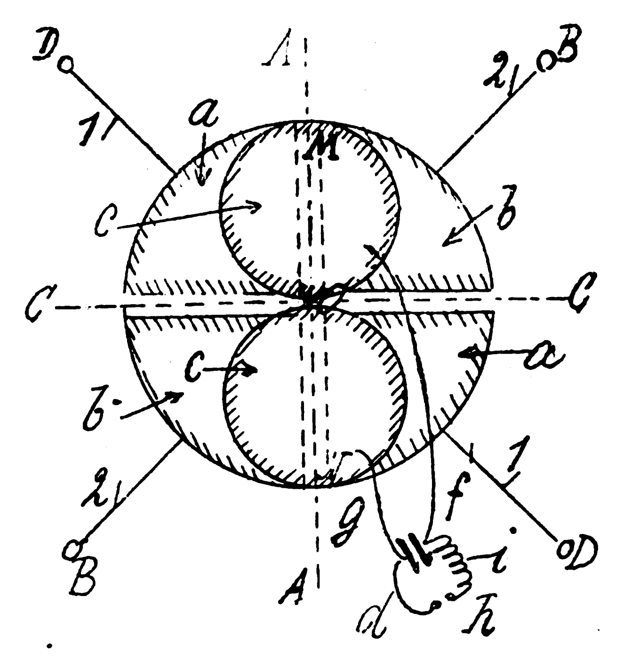


Fig. 7.

diesem Zwecke dient die regelbare Kopplung B; der zur Erreichung der Gleichheit der Signale nötige Drehwinkel der beweglichen Spule gibt direkt ein Maß für den Winkel, unter dem die Wellen eintreffen.

E. Bellini in Enghien les Bains beschreibt in der französischen Patentschrift 477654 und in der denselben Gegenstand betreffenden britischen Patentschrift 22879 vom Jahre 1914 eine Einrichtung zur drahtlosen Telegraphie mit gerichteten Wellen. Bezweckt wird dabei, die Richtung der ausgesandten Wellen ohne Drehung der Luftleiter drehen zu können und beim Empfänger andererseits auch die Empfangsrichtung

drehen zu können, ohne auch hier an dem Luftleitersystem etwas zu ändern. In Figg. 7—11 sind Ausführungsformen für diese Zwecke dargestellt. Es werden beispielsweise zwei gerichtete Luftleiter 1, 1 und 2, 2 verwendet, deren Ebenen senkrecht aufeinander stehen. Jede Hälfte dieser Luftleiterpaare ist mit den diametral einander gegenüber ligenden Metallplatten *a, a* und *b, b* verbunden, die die Gestalt von Viertelkreissektoren besitzen und sich somit zu einem Vollkreis ergänzen, voneinander aber natürlich isoliert sind. Die gerichteten Luftleiter

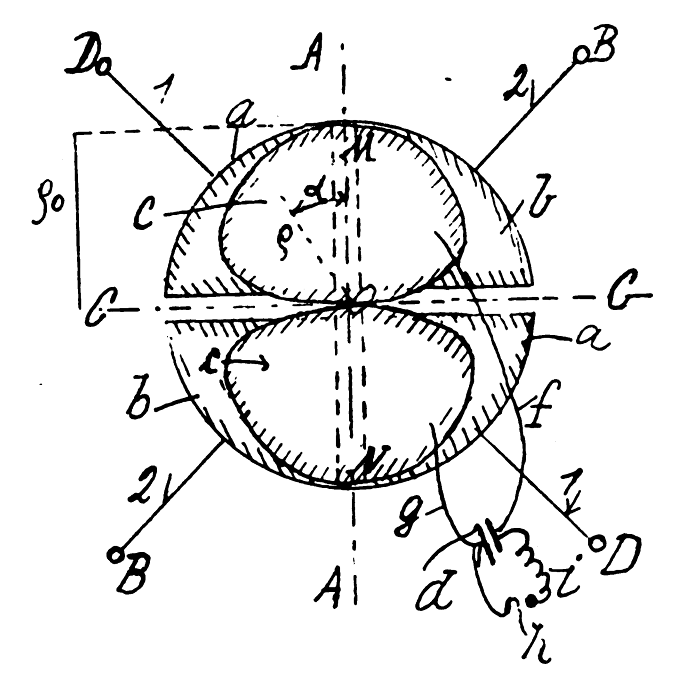


Fig. 8.

können natürlich beliebiger Art sein, z. B. Paare senkrechter Antennen in $^1/_2\ \lambda$ Entfernung oder Horizontalantennen, oder auch geschlossene Antennengebilde nach Art der vorstehend behandelten Marconischen Patentschrift. Die genannten Metallplatten *a a* und *b b* sind um eine Achse *O* herum angeordnet, und um diese Achse *O* ist ein beweglicher Teil drehbar angeordnet, der aus zwei einander gleichen und miteinander mechanisch verbundenen, aber voneinander isolierten Platten *c* besteht. Diese Platten *c c* sind mittels der Leiter *f* und *g*

an einem Schwingungskreis angeschlossen, der den Kondensator *d*, eine Funkenstrecke *h* und eine Selbstinduktionsspule *i* enthält; bei Anwendung auf einer Empfangsstation tritt anstelle der Funkenstrecke der Detektor. Die Platten *c c* können statt der in Fig. 7 dargestellten Kreisform auch die Form von Quadraten oder Quadranten besitzen. Ist diese Anordnung auf einer Sendestation verwendet, ist *h* also eine Funkenstrecke oder ein sonstiger Schwingungserzeuger, so wird je nach der Richtung, in der das bewegliche Plattensystem *c c* gegenüber dem

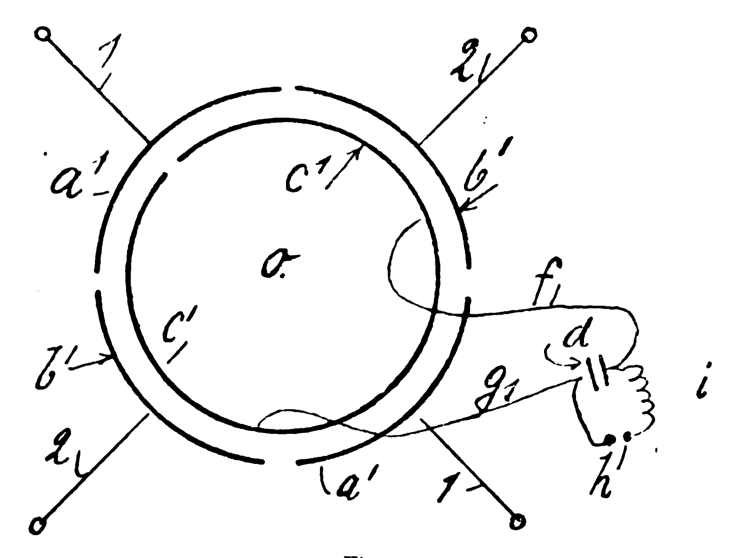


Fig. 9.

festen Plattensystem eingestellt wird, die Richtung der ausgesendeten Wellen geändert. Man braucht also nur den beweglichen Teil zu drehen, um die Ausstrahlungsrichtung konform zu drehen, ohne an den Antennen etwas zu ändern und ohne diese selbst zu drehen. Wird die Anordnung auf einer Empfangsstation verwendet, d. h. anstelle des Schwingungsgenerators *h* im Detektor eingeschaltet, so kann man ohne weiteres die Richtung der ankommenden Wellen bestimmen; man braucht nur den beweglichen Teil *c c* so zu drehen, bis die Empfangswirkung die größte ist, dann fällt die Richtung der eintreffenden Wellen mit der Richtung des verstellbaren Teils zusammen. Bei der Anordnung nach Fig. 7 wird zwar diese Richtung nur in den Lagen *A A*, *B B*, *C C*, und *D D* genau mit der Mittellinie *M N* des dreh-

baren Plattensystems $c\,c$ zusammenfallen; für die Zwischenlagen ist dann noch eine aus Tabellen leicht entnehmbare Korrektion nötig. Gestaltet man aber den Umfang der beweglichen Platten nach der Vektorgleichung $\varrho = \varrho_0 \sqrt{\cos \alpha}$, wie dies in Fig. 8 dargestellt ist, so fällt auch diese sonst nötige Korrektion in den Zwischenlagen fort.

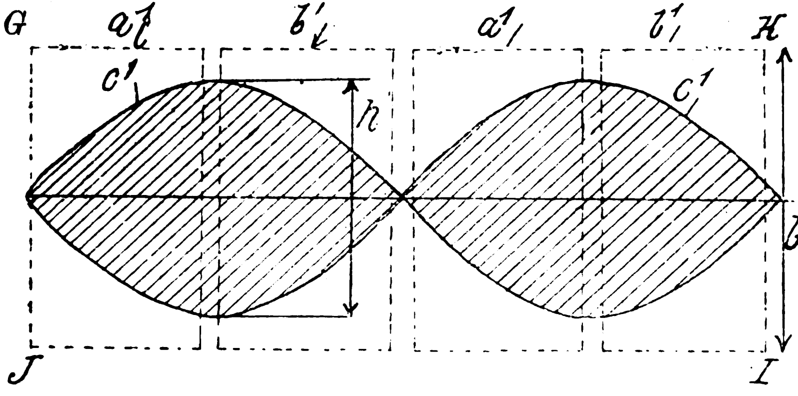


Fig. 10.

Statt ebener Platten können nach Fig. 9 auch zylinderförmig gebogene Platten verwendet werden. Die festen Platten $a_1\,a_1$ und $b_1\,b_1$ bestehen beispielsweise aus zwei Paaren von Zylindermantelabschnitten, die wiederum mit den Richtantennenpaaren 1, 1 und 2, 2 verbunden sind; die Begrenzungslinien der drehbaren Zylinderplatten $c\,c$ erhalten

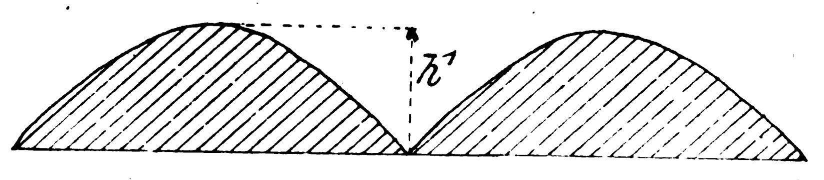


Fig. 11.

dann, um auch hier besondere Korrektionstabellen oder Korrektionsglieder für die Zwischenlagen, wie oben für die Anordnung nach Fig. 7 und 8 beschrieben worden ist, zu erübrigen, die Form zweier sich kreuzender Sinuskurven gemäß Fig. 10 oder auch die Form von Fig. 11, d. h. die eine (obere) Hälfte der Begrenzungslinie nach Fig. 10. Die in Fig. 10 gestrichelt eingetragenen Rechtecke $G\,H\,I\,J$ deuten die Umrißlinien der abgewickelten vier Zylinderabschnitte $a'\,a'\,b'\,b'$ des festen Teils der Anordnung nach Fig. 9 an. Statt zweier unter 90^0 zu-

einander liegender Luftleiter kann man natürlich auch drei unter 60° oder allgemein n unter $180^{0}/n$ verwenden und dann eine dementsprechende Zahl von Plattensystemen. Um die Kapazität der Anordnung zu erhöhen, können natürlich eine Anzahl solcher Systeme vereint verwendet werden.

Die Marconis Wireless Telegraph Co. und Charles Samuel Franklin in London beschreiben in der britischen Patentschrift 24098 vom Jahre 1914 eine Luftleiteranordnung für drahtlose Telegraphie,

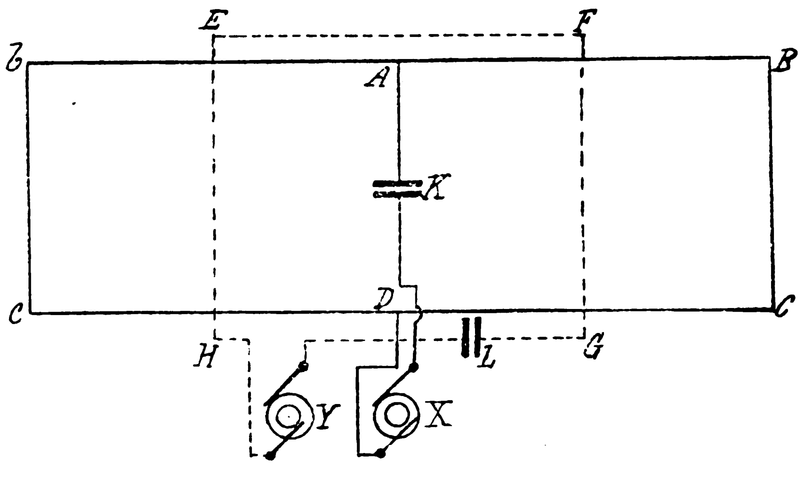


Fig. 12.

welche bezweckt, nur in einer einzigen Richtung elektrische Wellen auszustrahlen und auch nur aus einer einzigen Richtung Wellen aufzunehmen.

Diese Luftleiteranordnung besteht, wie in Fig. 12 dargestellt aus der Verbindung eines Doppelrahmen-Luftleiters *ABCD* und *AbcD* mit einem Einfachrahmen-Luftleiter *EFGH*, der in der Ebene des Doppelrahmen-Luftleiters und im wesentlichen symmetrisch zu ihm liegt. Die Doppelrahmen-Luftleiter *ABCD* und *AbcD* sind mit einem Schwingungserzeuger *X* und einem Abstimmkondensator *K* verbunden, während der Einfachrahmen-Luftleiter *EFGH* mit einem Abstimmkondensator *L* und einem Schwingungserzeuger *Y* verbunden ist, der dieselbe Frequenz erzeugt wie der Schwingungserzeuger *X*. Es können auch die beiden Doppelrahmen-Luftleiter *ABCD* und *AbcD*, wie Fig. 13 zeigt, in eine Serie geschaltet werden. Diese Luftleiteranord-

nungen sollen die Wirkung haben, für die Strahlung und auch die Aufnahme der Wellen nur eine einzige bestimmte Maximalrichtung zu besitzen, dergestalt, daß die Intensität beiderseits dieses Höchstwerts bis in die Gegend von 90° zu dieser Richtung nach Null zu abnimmt und auf den übrigen 180° des Umfangs fast gleichmäßig gleich Null ist. Diese Wirkungsweise kann man sich an Hand eines Polardiagrammes klar machen: Der Doppelrahmen-Luftleiter besitzt wie der Einfachrahmen-Luftleiter ein Ausstrahlungs- bzw. Empfangs-

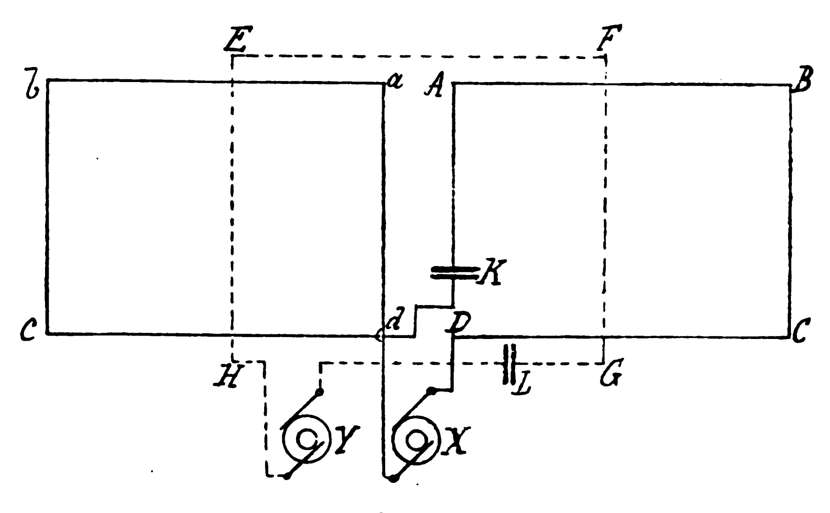


Fig. 13.

Vektordiagramm in Gestalt der bekannten ∞, nur sind in einem Falle beide Hälften gleichphasig, im anderen aber ungleichphasig; in der einen Richtung findet also eine Subtraktion und gegenseitige Schwächung bis auf oder nahezu Null statt, während in der entgegengesetzten Richtung eine Addition und Verstärkung der gleichphasigen Wirkungen auftritt. Dadurch, daß der Einfachrahmen-Luftleiter symmetrisch zum Doppelrahmen-Luftleiter angeordnet ist, üben sie keine Induktionswirkung aufeinander aus, so daß jedes Gebilde unbeeinflußt vom anderen schwingen kann. Derartige Luftleiteranordnungen können auch als Empfänger dienen, um dann nur Wellen aus einer einzigen Richtung aufzunehmen. Die Wirkung ist hier ganz ähnlich wie oben zu erklären.

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

L. Graetz, Lehrbuch der Physik. 4. umgearbeitete Auflage mit 269 Abbildungen. Verlag Franz Deuticke, Leipzig u. Wien 1917. M. 10.—
— Die Elektrizität und ihre Anwendungen. 18. Aufl. 1917. Verlag J. Engelhorns Nachf. Stuttgart. Geb. M 12. —
Wilhelm Ostwald, Die Farbenfibel. 2./3. Aufl. 1917. Verlag Unesma G. m. b. H., Leipzig. geb. M. 12.—
— Die Farbenlehre. Bd. I. 1918. Im gleichen Verlag. M. 5.—, geb. M. 6.60
Carl Peters, Lebenserinnerungen. (Mit Bildern.) Rüsch'sche Verlagsbuchhandlung, Hamburg 33. 1918. M. 3.—, geb. M. 4.—
(Eingesandt 10. März 1918.)

Literaturverzeichnis.

Biedermann, E. A., Phil. Mag. (6) **34**, 142, 1917. On the energy in the electromagnetic field.
Bown, Ralph, Rev. Gén. de l'Él. **2**, 60, 1918. (Ref. ü. Phys. Rev. Septbr. 1917.) Relations internes dans les récepteurs radiotélégraphiques du type audion.
Brylinski, E., Rev. Gén. de l'Él. **2**, 43, 1918. Propagation sur une ligne à circuit ouvert.
Budde, E., Physik. Ztschr. **19**, 60, 1918. Über Schwebungen (akustisch).
Campbell, Albert, Electrician **80**, 666, 1918. The measurement of small inductances and on power losses in condensers.
Chaumat, H., C. R. No. 3. p. 113, 1918. Sur un phénomène de surtension dans un circuit dépourvu de self-induction, en courant continu.
Deutsch, Walther, Arch. f. Elektrot. **6**, 225, 1918. Allgemeine Theorie der Vorgänge in Stromkreisen (speziell C-Erregung von Stromkreisen durch gedämpfte Schwingungen [Empfänger-Schaltungen] S. 249 ff.).
Eccles, W. H., Year Book of Wireless Telegraphy 1916, S. 616. Capacitance, inductance and wave-length of antennae.
— ebenda 1917, p. 674. Jonic valves.
Edler, Robert, Helios **24**, 33, 41, 1918. Ein neues Diagramm zur Bestimmung des prozentuellen Spannungsabfalles des Transformators.
Elektrot. Ztschr., **39**, 27, 1918. Radiostation in Karlsborg (Schweden).
— S. 27. Neue Funkentelegraphenanlagen (Südamerika, Brasilien, Russland, Italien).
— S. 68. (Ref. ü. Journ. Télégr. **41**, S. 188.) Drahtloser Telegraphenverkehr zwischen Frankreich und den Vereinigten Staaten.
Estorff, W., Elektrot. Ztschr. **39**, 53, 62, 1918. Die Ausmessung der elektrostatischen Felder von Isolatoren nach dem Elektrolytverfahren.
Fleming, J. A., Year Book of Wireless Telegraphy 1916, p. 592. Photoelectric phenomena.
— ebenda 1917, p. 663. The electric arc as a generator of persistent electric oscillations.

The **Fleming** valve and De **Forest**-Audion. (United States' Patent decision). The Year Book of Wireless Telegraphy 1917, p. 653.
Girault, Paul, Rev. Gén. de l'Él. 2, 102, 1918. Calcul des résistances de décharge.
Groot, C. J. de, Wireless World No. 58. On the matter and elimination of strays.
Harris, Percy W., Year Book of Wireless Telegraphy 1916, S. 671. The problems of interference.
Hogan jr., John L., Year Book of Wireless Telegraphy 1916, S. 662. Measurement of signal intensity.
Howe, G. W. O., Year Book of Wireless Telegraphy 1917, p. 694. The Inductance, capacity and natural frequency of aerials.
Hubbard, J. C., Phys. Rev. (2) **9,** 529, 1917. On the effect of distributed capacity in single layer solenoids. (Vergl. auch Referat in Rev. Gén. de l'Él. 2, 128, 1918.)
Jaeger, Robert, Ann. Phys. 53, 409, 1917. Die Dielektrizitätskonstante fester Körper bei verschiedenen Wellenlängen.
Journal Télégraphique (Bern) No. 1, Bd. 18, 1918. Le radiotélégraphie et la sauvegarde de la vie hermaine en mer.
Smith, Stanley Parker, Electrician **80,** 633, 659, 684, 703. 1918. Notes on the design of electromagnetic machines.
Vallauri, G., Electrician **80,** 636. 1918. Comparative experiments on the Audion.
Wireless World No. 58. The valve as an amplifier.
— ebenda William Duddell †. C. Tissot †.

(Eingesandt 10. März 1918.)

Bücherbesprechungen.

Handbuch der Radiologie, herausgegeben von Prof. Dr. Erich Marx. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., Leipzig 1917. Band III: M. 34.—, gebunden M. 36.—. Bd. IV: M. 48.—, gebunden M. 50.—.

Wir hatten vorher bereits auf dieses großartige Werk in einer Besprechung von Band II hingewiesen. In anregendster Darstellung sind von berufenen Fachleuten jetzt zwei weitere Bände herausgekommen, deren eingehendere Würdigung wir uns vorbehalten, sobald unser Mitarbeiter, der als Spezialfachmann das Referat übernahm, aus dem Militärdienst zurückgekehrt ist. Wir erfüllen inzwischen gerne eine angenehme Pflicht, indem wir im folgenden wenigstens auf den Inhalt hinweisen:

Inhaltsverzeichnis von Band III des „Handbuch der Radiologie".

Glimmentladung und Positive Säule. Allgemeine Eigenschaften und Nomenklatur von E. Gehrcke. I. Entladungserscheinungen in verdünnten Gasen. II. Entladungserscheinungen in Gemischen von Gasen mit Dämpfen. A. Die ungeschichtete und geschichtete positive Säule von R. Seeliger. B. Erscheinungen der Glimmentladung an den Elektroden von E. Gehrcke.

Die Lichtelektrizität von W. Hallwachs. I. Einleitung und Grundentdeckungen. II. Fortschritte im Gebiet der Lichtelektrizität bis gegen



Ende 1899. III. Die Aufdeckung der nächsten Ursache der lichtelektrischen Erregung. IV. Einleitung in die Ergebnisse der lichtelektrischen Forschung seit 1900. V. Beobachtungsmethoden und allgemeine Eigenschaften der primären Endprodukte des lichtelektrischen Prozesses. VI. Abhängigkeit der primären Endprodukte des lichtelektrischen Prozesses von den Eigenschaften des Lichtes und von der Temperatur. VII. Der lichtelektrische Prozeß bei den verschiedenen Körperklassen und Substanzen. VIII. Besondere lichtelektrische Erscheinungen und Nachbargebiete der Lichtelektrizität. IX. Über den lichtelektrischen Grundprozeß, Versuche einer speziellen Deutung der lichtelektrischen Vorgänge. X. Praktische Lichtelektrizität. XI. Lichtelektrische Arbeiten seit dem Abschluß des Manuskriptes. Arbeitenverzeichnis 1887—1913. Verfasser-Verzeichnis. Anhang: Entwicklung der Lichtelektrizität von Januar 1914 bis Oktober 1915 von Erich Marx. Namen- und Sachregister.

Inhaltsverzeichnis zu Band IV des „Handbuch der Radiologie".

Kanalstrahlen von W. Wien. I. Entstehung der Kanalstrahlen und ihre Beobachtung durch Lichtwirkungen. II. Wärmewirkungen. III. Chemische Wirkungen. IV. Ionisation. V. Zerstäubung. VI. Beobachtung der von den Kanalstrahlen mitgeführten Elektrizität. Sekundärstrahlen. VII. Lichtelektrische Kanalstrahlen. VIII. Magnetische und elektrische Ablenkung der Kanalstrahlen. IX. Umladung der Kanalstrahlen. X. Theorien der Umladung. XI. Abhängigkeit der Umladung vom ruhenden Gas. XII. Absorption und Zerstreuung der Kanalstrahlen. XIII. Theorie der Entstehung der Kanalstrahlen. XIV. Lichtemission der Kanalstrahlen. XV. Unterteilung der Dopplerstreifen. XVI. Absoluter Betrag der Lichtemission der Kanalstrahlen. XVII. Erregung des Leuchters. XVIII. Abhängigkeit der Lichtemission von der Geschwindigkeit. XIX. Elektrische und magnetische Einwirkung auf die Lichtemission der Kanalstrahlen. XX. Polarisation des von Kanalstrahlen ausgesandten Lichts. XXI. Reflexion der Kanalstrahlen. XXII. Positive Strahlen an der Anode. XXIII. Elektrische und elektrodynamische Einwirkungen auf Spektrallinien.

Lichtbogen von A. Hagenbach. Die elektrischen Vorgänge im Bogen. Gleichstrombogen. I. Die Charakteristik des Gleichstrombogens. II. Andere Formen des Bogens und Einfluß des Drucks der umgebenden Atmosphäre. III. Stabilität des Bogens. IV. Anodenfall, Kathodenfall und Gefälle im Bogen. V. Einfluß der Temperatur auf die Charakteristiken. Anoden- und Kathodenfall bei Kohle- und Metallelektroden. VI. Ionentheorie des Bogens. VII. Transport von Materie im Bogen. VIII. Die elektromotorischen Gegenkräfte im Bogen. Wechselstrombogen. IX. Charakteristiken. X. Wechselstrom zwischen ungleichen Elektroden. XI. Der schwingende und selbsttönende Lichtbogen. XII. Schlußwort zur Simonschen Theorie. XIII. Magnetische Beeinflussung des Bogens. XIV. Wandernde Lichtbogen. XV. Magnetische Rotation. XVI. Akustische Erscheinungen am Bogen. XVII. Der sprechende und lauschende Lichtbogen. XVIII. Das Einleiten des Bogens (Zündung). Temperaturbestimmungen im Bogen. XIX. Temperatur der Kohlen. XX. Temperatur der Gassäule. Die Strahlung des Bogens. XXI. Optische Energie. XXII. Gesamte Strahlung. XXIII. Resultate. XXIV. Die Änderung der Lichtintensität während einer

Periode des Wechselstromes. XXV. Resultate der Photometrie der in der Praxis gebrauchten Lampen. Chemische Vorgänge im Bogen. XXVI. Der Abbrand der Kohlen. XXVII. Verbrennungsprodukte. XXVIII. Die chemisch-technischen Reaktionen im Bogen. XXIX. Der elektrische Ofen. XXX. Nachtrag.

Glühelektroden von Owen W. Richardson. I. Der allgemeine Charakter der Phänomene. II. Die Emission negativer Ionen durch heiße Körper. III. Die durch Metalle hervorgerufene positive Ionisation. IV. Die Ionisation durch heiße Salze. Ergänzung zum Beitrage Glühelektroden von Erich Marx.

Flammenleitung von Erich Marx. I. Die elektrischen Eigenschaften der Flamme. II. Elektrische Ströme in der Flamme. III. Potentialfall und Ionisation in der Flamme. IV. Theorie der Flammenleitung. V. Bestimmung der Wanderungsgeschwindigkeit in der Flamme. VI. Messung der Differenz der Wanderungsgeschwindigkeiten durch ein magnetisches Feld. VII. Die Ionenbildung in der reinen Flamme und in der Salzflamme bei Verwendung von Oxyd-Kathoden. VIII. Die elektrische Leitfähigkeit der Flamme bei Verwendung von Hochfrequenz-Strömen. IX. Namen- und Sachregister. Eichhorn.

Prof. Dr. L. Graetz, Die Elektrizität und ihre Anwendungen. 18. Aufl. (87.-96. Tausend.) Verlag J. Engelhorns Nachf., Stuttgart. 1917.

Von diesem ohne Zweifel besten populären Werk über Elektrizität, auf das wir wiederholt empfehlend hingewiesen haben, ist schon wieder während des Krieges eine erweiterte, auf den modernen Stand von Wissenschaft und Technik gebrachte Neuauflage erforderlich geworden, die mit vorbildlicher Sorgfalt ausgestattet ist. Eichhorn.

Dr. Carl Peters, Lebenserinnerungen. Mit 23 Bildern. M. 3.—. Rüsch'sche Verlagsbuchhandlung. Hamburg 33, Steilshoperstr. 111.

Dieses Buch wird allen Freunden von Dr. Carl Peters willkommen sein. Es ist die Lebensgeschichte unseres großen Kolonialpolitikers von seiner Kindheit in Neuhaus an der Elbe bis zum heutigen Tage. Es zeigt uns klar und anschaulich seinen Entwicklungsgang bis zum Mann, wie wir ihn kennen, besonders auch die Sturm- und Drangjahre der Schul- und Universitätszeit, sowie die Gründung Deutsch-Ostafrikas und die Intrigen des sogenannten Peters-Falles. Besonders übersichtlich ist sein Doppelleben zwischen Deutschland und England geschildert, und die Rückwirkung, welche die Einflüsse von der Heimat und aus England auf seine Taten und Erlebnisse gehabt haben. Von besonderem aktuellen Interesse sind die Hinweise auf die Vorboten der kommenden Auseinandersetzung zwischen Großbritannien und Deutschland und ihrer tieferen Ursachen. Es ist verwunderlich, daß unsere führenden Staatsmänner, deren Reden noch immer eine weitgehende Unkenntnis der englischen Psyche zeigen, sich nicht schon längst die Kenntnisse und Erfahrungen eines so hervorragenden Englandkenners wie Dr. Peters durch Hinzuziehen als Beirat dienstbar gemacht haben.

Dem lebendig und spannend geschriebenen, durch Photographien illustrierten Werkchen kann man nur die allerweiteste Verbreitung wünschen. Eichhorn.



Hermann Stegemann. Geschichte des Krieges. 2. Band. Mit 4 farbigen Kriegskarten. Geh. M. 12.50, geb. M. 15.—. Deutsche Verlags-Anstalt, Stuttgart.

Wir haben auf den ersten Band dieses großzügig angelegten Werkes bereits ausführlich hingewiesen. Während dort die Vorgeschichte des Krieges und seine tieferen Ursachen und Zusammenhänge in geradezu vorbildlicher Weise dargelegt wurden, entrollt sich im zweiten Band vor unseren Augen das Bild gewaltiger Schlachten zwischen September 1914 bis Februar 1915 im Westen und Osten. Es liegt in der Natur der Dinge, daß bei der Darstellung der Kämpfe im Osten die alles beherrschende Gestalt unseres Nationalheros Hindenburg und seines kongenialen Mitarbeiters Ludendorff im Brennpunkt des Geschehens stehen als die Verkörperung, wie Stegemann treffend sagt, eines „Feldherrngeistes, der die Kriegführung im Zeitalter der Massenstrategie noch einmal hoch über das stumpfe Mordgeschäft erhebt". Mit fieberhafter Spannung verfolgt man die Pläne und Ausführung der gewaltigen Umfassungsschlachten, die die russischen Heeresmassen zerschlugen und so den inzwischen eingetretenen Frieden im Osten vorbereiteten, wobei besonders die 10tägige Winterschlacht in Masuren hervortritt, an deren planmäßiger Durchführung die eigene tatkräftige Initiative des Generalfeldmarschalls von Eichhorn ein hervorragendes Verdienst hat. Die beigefügten Karten erlauben es im Westen und Osten die strategischen Pläne und taktischen Situationen zu verfolgen.

Gründliche Kriegswissenschaft und schriftstellerisches Talent haben hier ein Werk geschaffen, das auch von keinem Generalstabswerk dürfte übertroffen werden können. Eichhorn.

(Eingesandt 10. März 1918.)

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 13. 1918. Heft 2.

Inhalt.

Manuskripte für das Jahrbuch sind an die Redaktion: *Dr. G. Eichhorn in Zürich, Hauptpostfach 6123,* zu senden. Zur Erleichterung der Berichterstattung wird um Zusendung einschlägiger Sonderabdrücke und Mitteilung wichtiger Arbeiten für das Literaturverzeichnis gebeten.

Abonnements und Inserate sind an die Verlagsbuchhandlung von *M. Krayn, Berlin W. 10, Genthinerstraße 39* zu richten.



Fern der Heimat, in New-York, verschied am 20. April d. Js., wahrscheinlich an den Folgen eines langjährigen Leidens,

Professor Dr. Ferdinand Braun.

Ein Patentstreit zwischen der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie und der Marconigesellschaft führte Professor Braun im Dezember 1914 dorthin, nachdem bekannt geworden war, daß Marconi in Amerika mit der Autorität seiner Persönlichkeit die angeblichen Rechte seiner Gesellschaft gegen die deutsche Gesellschaft geltend machen wollte. Die Liebe für sein Lebenswerk und die Rücksicht auf die hohen vaterländischen Interessen veranlaßten Braun zu dem Entschluß. Trotz seiner körperlichen Hinfälligkeit nahm er die großen Anstrengungen und Gefahren der Reise auf sich: stand doch nichts Geringeres auf dem Spiel, als daß bei einem eventuellen ungünstigen Ausgang des Patentprozesses die drahtlose Verbindung zwischen Nauen und Sayville unterbrochen worden wäre, welche infolge des Krieges nach Aufhebung

des Kabelverkehrs als fast einzige Brücke, über welche die Welt deutsche Nachrichten empfangen konnte, zur allergrößter Wichtigkeit gelangt war. Professor Braun war sich damals schon voll bewußt, daß diese Reise, ganz besonders unter den vorliegenden Verhältnissen, wahrscheinlich die letzte wichtige Handlung seines Lebens sei, und er die Heimat und seine Angehörigen kaum wiedersehen würde. Sein Leiden hatte schon vor 10 Jahren eingesetzt, war jedoch durch eine erfolgreiche Operation zu einem vorläufigen Stillstand gebracht worden; aber gerade kurz vor seiner Abreise stellten sich aufs Neue Krankheitszeichen ein. Die Stimmung, in der er unter diesen Umständen Ende 1914 an einem traurigen Dezemberabend von mir Abschied nahm, wird mir nie aus dem Gedächtnis schwinden.

Seinem Eingriff ist es mitzuverdanken, daß der transatlantische Dienst Nauen-Sayville bis zum Eintritt der Vereinigten Staaten in den Weltkrieg aufrecht erhalten blieb. Dann aber begann für ihn die schwerste Leidenszeit. Seine Krankheit verschlimmerte sich zusehends. Ohne die Möglichkeit, noch weiter nützliche Arbeit zu leisten, wartete er Monat für Monat auf die Erlaubnis zur Heimkehr. Doch die englische Regierung verweigerte sie ihm, obwohl sich einflußreiche Fürsprecher für Braun eingesetzt hatten. Selbst dem Sterbenden verwehrte sie das freie Geleit. Vor den immer heftigeren Angriffen der tückischen Krankheit, ohne Hoffnung, die Seinen und die Heimat wiederzusehen, versiegte schließlich die Kraft seines Lebens, und nach fast fünfvierteljährigem tatenlosen Warten schloß er seine Augen für immer. Kein Gruß und keine unmittelbare Nachricht mehr hat uns von ihm erreicht.

Mit dem Tode Brauns ist ein wissenschaftlicher Forscher aus dem Leben geschieden, dessen Arbeiten vielfach bahnbrechend wirkten. Sein Lebenswerk umfaßt zahlreiche und zum Teil weitauseinanderliegende wissenschaftliche Gebiete. Braun hatte die seltene und wohl nur bei außergewöhnlich begabten Menschen zu beobachtende Fähigkeit, weit auseinanderliegende Dinge durch einigende Beziehungen zu verknüpfen, und so den Zusammenhang von Gebieten herzustellen, die zuvor nichts miteinander gemein zu haben schienen. So hat Braun z. B. an der alten Maxwellschen Aufgabe erfolgreich gearbeitet, die elektrischen und optischen Erscheinungen zu vereinigen. Die Systematisierung unserer Erkenntnis und die Vereinheitlichung unseres Weltbildes war ein Grundzug seiner Forschungs- und Arbeitsmethode.

Hier sollen nun vornehmlich diejenigen seiner Arbeiten gestreift

werden, die das Gebiet der elektrischen schnellen Schwingungen umfassen. Denn hier liegt das wichtigste und fruchtbarste Gebiet seiner Lebenstätigkeit.

Von dem Anteil der deutschen Wissenschaft und Technik an der gesamten Entwicklung der drahtlosen Telegraphie, angefangen mit Heinrich Hertz, entfällt ein erheblicher Betrag auf Braun, und zwar tritt Braun nicht nur während der ersten Entwicklungsphase dieser Technik schöpferisch hervor, sondern er verfolgte bis zuletzt, dank seines stets jugendlich elastischen Geistes, auch die weitere Entwicklung der drahtlosen Telegraphie, wie die Schwingungserzeugung durch die Bogenlampe, die Hochfrequenzmaschine und schließlich auch noch die Ära der Kathodenröhre mit lebhaftem Interesse und Verständnis, anregend und mitarbeitend.

Im Jahre 1898 setzten seine Versuche ein, die er als „Drahtlose Telegraphie durch Erde und Wasser“ bezeichnete. Er führte sie mit schnellen elektrischen Schwingungen durch, die gemäß seinem Patente vom Juli 1898, zum ersten Male mittels des durch Braun berühmt gewordenen geschlossenen Schwingungskreises erzeugt wurden. Dieser besteht bekanntlich aus einer Funkenstrecke, einer Induktionsspule und einem Kondensator, wobei mittels Funkenentladung die Umsetzung von Hochspannungsenergie niedrigerer Frequenz in solche hoher Frequenz stattfindet.

Schon im Herbst desselben Jahres wandte er sich der „Drahtlosen Telegraphie durch die Luft“ — wie er damals diese Technik nannte — zu, d. h. er verwendete Luftleiter, welche die Schwingungen in den Luftraum ausstrahlen. Durch den bedeutenden Einfluß, welchen diese Erfindung auf die ganze Entwicklung hatte, ist der Name Braun in die Annalen der drahtlosen Technik allein schon eingezeichnet worden. Der Braunsche Sender bestand aus einem Leydener Flaschen und eine Funkenstrecke enthaltenden Schwingungskreis, an den die, die Wellen aussendende, Luftleitung mittelbar oder unmittelbar angeschlossen war, mit dem Zwecke, große Energiemengen auszustrahlen. Nachdem die ersten Versuche Marconis im Hafen von Spezia und in England und diejenigen Slabys in Deutschland bekannt geworden waren, stellte sich Braun die Aufgabe, die bisher erzielten Entfernungen nicht mit vergrößerten Antennen, sondern durch kräftigere Senderschwingungen zu steigern. Da bei den Hertzschen Versuchen eine Begrenzung der Energie durch die Funkenlänge und durch Bjerknes eine Zunahme der Dämpfung mit steigernder Funkenlänge festgestellt war, griff er auf die seit Feddersen bekannte Entladung

von Kondensatoren über eine Funkenstrecke in geschlossenen Kreisen zurück, für die (schon von Feddersen) eine relativ geringe Dämpfung der Schwingungen nachgewiesen war. Solche geschlossenen Kreise, verbunden mit einem die Schwingung ausstrahlenden Luftdraht, sollten größere Energien und damit auch vergrößerte Reichweiten ergeben, und gleichzeitig infolge der geringen Dämpfung den ausgestrahlten Wellen eine größere Selektivität verleihen.

Es galt, den neuen Sender unter praktischen Betriebsbedingungen auszuprobieren, und technisch durchzubilden. Es wurden Versuchsanlagen in Cuxhaven und auf Elbfeuerschiffen im Abstand von etwa 30 km errichtet. Zu dieser Zeit machte ich die persönliche Bekanntschaft Brauns; nachdem ich an den ersten Versuchen Slabys 1897 und 1898 als dessen Assistent mitgewirkt hatte und als Elektriker in das Kabelwerk der A. E. G. eingetreten war, wurde ich eines Tages zu dem Leiter dieses Werkes, dem leider so früh verstorbenen Erich Rathenau, gerufen, bei dem Professor Braun anwesend war, der den Wunsch äußerte, einen Hochfrequenztransformator nach seinen Angaben zu erhalten. Die erste Braunsche Versuchsstation erhielt sonach einen von mir hergestellten ringartig geformten Öltransformator als Kopplung zwischen Luftdraht und geschlossenem Schwingungskreis. Die damaligen Bausteine der drahtlosen Telegraphie befanden sich in einem höchst unentwickelten und ungeklärten Zustand. Braun mußte seine Arbeit zunächst darauf richten, vor allem die allgemeinen Grundlagen zu prüfen. Zuerst galt es, die Fragen zu klären, ob der Kohärer Widerstand oder Kapazität besitzt, und ob bzw. wie stark die Schwingungen der damaligen Frequenz 300 000 vom Nebel oder anderen Hindernissen absorbiert würden. Die Arbeitsbedingungen waren noch so schwankend, daß quantitative Vergleichsversuche in exakter Weise nicht angestellt werden konnten. Zu Intensitätsbestimmungen war man z. B. damals auf das primitive Mittel angewiesen, Kohärer zu verwenden, deren Empfindlichkeit abgestuft war. Man ermittelte, welcher von diesen bei gegebenen Versuchsbedingungen gerade noch ansprach.

Die ersten positiven Versuchsergebnisse teilte Braun in seinem ersten öffentlichen Vortrag im November 1900 dem Naturwissenschaftlichen Verein zu Straßburg mit. Er konnte dabei bereits auf die Überlegenheit der Leistungen, insbesondere auf die vergrößerte Abstimmschärfe hinweisen. Braun hatte zur Erhöhung der Selektivität des Empfängers wie am Sender, so auch am Empfänger einen geschlossenen Schwingungskreis angeordnet, welcher die Energie des

Luftdrahtes aufnahm und mit dem Kohärer gekoppelt war. Diese unter dem Namen „Schwungradschaltung“ gebräuchliche Schaltungsweise wird bekanntlich noch heute in der drahtlosen Technik verwendet. Sie sollte dazu dienen, die Schwingungen des fernen Senders aufzunehmen, dagegen solche anderer Frequenz abzuhalten. Später wurde die Selektivität durch Einführung der losen Empfangskopplung zwischen Empfangskreis und Empfangsantenne dadurch weiter gesteigert, daß man parallel zum Kohärer einen Kondensator schaltete, um den Abstimmwert des Empfangskreises konstant zu halten.

Hier tauchte auch das Problem der Wellenmessung unter Benutzung eines geschlossenen Schwingungskreises zum ersten Male auf, jenes für die Weiterentwicklung wichtigsten Meßapparates, welcher dann um 1902 herum (nach weiteren Angaben und Anregungen von Dr. A. Franke) von der inzwischen gegründeten Braun-Siemens-Gesellschaft zum technisch brauchbaren Apparat entwickelt worden ist.

Die Versuchsstation Cuxhaven erwies sich nach Einführung aller Verbesserungen als kräftig genug, um auch auf 60 km mit einer in Helgoland neu errichteten Station in der für damalige Verhältnisse großen Entfernung von 60 km in sicheren Wechselverkehr zu treten.

Braun wollte jedoch größere Entfernungen überbrücken und sann nach Mitteln, um die Sendeenergie weiter zu steigern. So kam er auf Sendeanordnungen, die in seinen Patenten und Veröffentlichungen unter dem Namen „Energieschaltungen“ bekannt geworden sind. Der diesen zugrunde liegende Gedanke war der, mehrere Flaschenkreise zum phasenrichtigen, synchronen Zusammenarbeiten zu bringen. Hierdurch sollte die Energie gesteigert werden, ohne daß die Wellenlänge vergrößert wurde. Dieser Gedankengang hat sich in der Folge insofern als nicht zutreffend erwiesen, als später dasselbe Ziel auch mit nur einem einfachen Flaschenkreise erreicht wurde; aber Braun ist hierdurch zu einem anderen wichtigen Gebiete, nämlich der Richtungsgebung mittels mehrfacher Antennen, welche von phasenverschobenen Schwingungen durchströmt sind, geführt worden, und andererseits ist er auch ganz dicht an jene moderne Erregungsmethode herangekommen, welche heute unter dem Namen der „Wienschen Löschfunkenerregung“ im allgemeinen Gebrauch steht. Die Energieschaltung bestand aus einer Anzahl gleichgestimmter Flaschenkreise, welche bei phasenrichtigem Arbeiten die Summe der Einzelenergien zur Erregung des Luftdrahtes lieferten. Eine Vereinfachung derselben führte dann zu nur einem Kondensator und nur einer Induktionsspule (beide gleich den entsprechenden resultierenden Größen) und einer Serienfunkenstrecke in

diesem einfachen Kreise. Wurde unter diesen Verhältnissen die resultierende Kapazität des Flaschenkreises gleich der Antennenkapazität gemacht, so waren 10 bis 20 Funkenstrecken in Reihe zu schalten, um die gewünschten größeren Energiemengen zu erhalten, wobei jede Teilfunkenstrecke eine Länge von nur 1 bis 5 mm erhielt. Bei dieser Kürze der Teilfunkenstrecken sind damals zweifellos schon Löschfunkenerregungen aufgetreten. Es ergaben sich nämlich bisweilen Wirkungssteigerungen, wahrscheinlich infolge zufällig richtiger Einstellung des kritischen Kopplungsgrades, welche aber infolge der Unkenntnis des Löschvorganges falsch gedeutet wurden.

Aber nicht nur das phasengleiche, sondern auch das phasenverschobene Arbeiten der Flaschenkreise nutzte Braun aus, und zwar letzteres zur Richtungsgebung. Schon 1903 hatte er das Richtungsproblem aufgegriffen. Anfänglich, indem er an die bekannten Hertzschen Spiegel anknüpfte und als Verbesserung die Spiegel in eine Anzahl Streifen zerlegte und den Sender so abstimmte, daß er mit den Eigenschwingungen der Spiegelstreifen in Resonanz kam. Dieser Gedanke ist in zweien seiner Patente ausgeführt. Dann aber verließ er die Hertzsche Spiegelform und ordnete im Frühjahr 1905 drei oder mehrere Luftdrähte beliebig im Raume an, welche er von einer Stelle aus phasenverschoben erregte. Bei geeigneten Raumabständen der Drähte einerseits, passender Wellenlänge und Phasenverschiebung andererseits, konnte er nach Wahl in einzelnen Richtungen Summierung, in anderen Aufhebung der Einzelfelder erreichen. Der Vorzug dieser Methode liegt in der nur geringen Zahl notwendiger Luftleiter und besonders in der Änderungsmöglichkeit der Feldrichtung einfach durch Veränderung der Phasenverschiebung, z. B. durch Umschaltung der Stromkreise ohne mechanische Änderung der Antennenlage bzw. Masten. Wenn bisher noch keine Einführung dieses Verfahrens trotz einwandfreier Versuchsergebnisse erfolgt ist, so sind hieran die Schwierigkeiten schuld, welche bei funkenerzeugten Schwingungen in bezug auf die exakte Einstellung der Phasenverschiebungen auftreten. Das Prinzip aber ist einwandfrei. Die moderne Technik, welche über kontinuierliche Schwingungen verfügt, z. B. mittels Maschinen- oder Kathodenröhrenerzeugung, wird hierauf über kurz oder lang zurückgreifen, und wie ich glaube mit größtem Erfolge.

Auch die Richtbarkeit der Empfänger hat Braun erfolgreich bearbeitet. Schon 1902 fand er bei Versuchen in Straßburg (und veröffentlichte dies im März 1903), daß eine horizontale Antenne, die gegen den Horizont um ungefähr 10^{0} anstieg, ein gut ausgesprochenes

Intensitätsmaximum zeigte, wenn die durch sie hindurch gelegte Vertikalebene auf den Sender gerichtet war. Zehn Jahre später, im März 1913, nahm er diese Aufgabe nochmals vor, bediente sich diesmal aber einer Spulenantenne, die mit 30 Windungen auf einem quadratischen Holzrahmen von dreimal 3 m Seitenlänge aufgewickelt war. Diese Spule wurde mit vertikaler Windungsebene etwa 15 m über dem Boden im Hofe des Straßburger physikalischen Institutes drehbar angeordnet und hiermit, und zwar unter Benutzung eines Kontaktdetektors und eines Telephons, die Signale des Eiffelturms von 2200 m Wellenlänge aufgenommen. Die Richtungsfindung gelang hiermit, wie Braun in diesem Jahrbuch berichtete, mit einer „nur durch einen Zufall erklärbaren Genauigkeit". Ein Jahr darauf wiederholte er den Versuch mit demselben Ergebnis und gab zum ersten Male eine gute Methode an, um die Feldstärke eines Senders zu bestimmen. Er ließ auf die gleiche Spule einen in der Nähe angeordneten Hilfssender (ebenfalls mit Spulenantenne) einwirken, und regulierte dessen Intensität, daß die Empfangsspule die gleiche Lautstärke erhielt, wie vom Eiffelturm. Dann errechnete er die Strahlungsenergie des Hilfssenders und den hiervon auf den Spulenempfänger übertragenen Teil. So erhielt er die Feldstärke des fernen Senders, welche im Spulenempfänger die gleiche Energie hervorrief. Diese einfache Methode wird in der Zukunft zur Bestimmung von Strahlungsenergien noch eine große Bedeutung erlangen, vielleicht z. B. für spätere internationale Betriebsordnungen, welche in Rücksicht auf die immer zahlreicheren, dichteren und stärkeren Anlagen eines Tages kommen müssen.

Die meines Wissens übrigens einzige theoretische Arbeit von Ferdinand Braun „Über den Ersatz der offenen Strombahnen in der drahtlosen Telegraphie durch geschlossene" (s. Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie 1914, Band 9, Heft 1) behandelt die Empfangsantenne von verschiedenen Gesichtspunkten aus. Hierbei vergleicht Braun Horizontalantennen mit Spulenantennen gleicher Höhen- und Längenabmessung und stellt die Bedingungen auf, wo die eine der anderen Art überlegen wird.

Kehren wir in das Anfangsstadium der drahtlosen Telegraphie für einen Augenblick zurück: Trotz der oben erwähnten Empfangsschaltung mit abgestimmtem geschlossenen Kreise und loser Kopplung mit der Antenne, blieb die praktisch erzielbare Selektion, infolge des unregelmäßigen und unsicheren Arbeitens des Kohärers hinter den Erwartungen zurück. Diese Tatsache veranlaßt Braun (schon 1903) Versuche wieder aufzunehmen, welche zu einer schon im Jahre 1874

von ihm gefundenen Erscheinung in enger Beziehung standen. Bei einigen Stoffen, wie Bleiglanz, Schwefelkies, Braunstein, Fahlerze usw., Stoffen, welche ohne Elektrolyse leiten, fand er Abweichungen vom Ohmschen Gesetz. Der damalige Versuch verlief ohne Abschluß. „Immerhin blieb," so führt er in seiner Nobelpreisrede aus, „das Gefühl des Unbefriedigtseins in mir zurück und damit eine Erinnerung, welche bekanntlich nicht einschläft, sondern nur einen Halbschlummer im Geiste führt." Im Jahre 1901 erkannte er die Nützlichkeit dieser Stoffe für Detektorzwecke, aber erst 1905 begann die eingehende Durcharbeitung zusammen mit der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie, welche dann zur Einführung der sogenannten „Kontaktdetektoren" geführt hat, welche heute ebenfalls, wie viele andere Gedanken Brauns, Allgemeingut in der drahtlosen Technik geworden sind. Eine große Bedeutung gewannen diese erst von dem Tage ab, wo am Sender rasche Funkenfolge und Tonsenden eingeführt wurde. Sie ergeben im Empfangstelephon einen musikalischen Ton, der sich gegen Störungen und andere Töne scharf abhebt.

Bemerkenswert sind weiter seine Untersuchungen über die Anwendbarkeit des fein verteilten Eisens in der Schwingungstechnik. Hierbei bediente er sich mit Erfolg der von ihm 1897 angegebenen und nach ihm benannten Vakuumröhre, welche heute ein fast unentbehrliches Hilfsmittel zur Untersuchung schneller elektrischer Schwingungsvorgänge geworden ist. Sie eignet sich vorzüglich dazu, den zeitlichen Strom- und Spannungsverlauf bis zu Schwingungen von 100 000 in der Sekunde sichtbar zu machen, sie läßt ferner Perioden, Schwingungsform, Intensität und damit Dämpfungs- sowie relative Phasenuntersuchungen zu. Sie diente Braun auch zum Studium der Permeabilität von pulverförmigem mit Isolationsmasse vermischtem Eisen bis zur Frequenz von 130 000. Erst viel später, nämlich seit Anwendung sehr hoher Sendeluftleiter in Verbindung mit großen Energiemengen, wie sie hauptsächlich durch Hochfrequenzmaschinen erzielt werden, ergab sich die praktische Möglichkeit, fein unterteiltes Eisen von besonders günstiger Beschaffenheit in unserer Technik zur Einführung zu bringen.

Das Jahr 1909 brachte für Braun eine seltene Ehrung. Ihm wurde zusammen mit Marconi der Nobelpreis[1]) für physikalische Arbeiten zuerkannt. In seinem Nobelpreisvortrage vom 11. Dezember 1909 in Stockholm, dessen ich mich hier zum Berichte über seine

1) Vgl. Jahrbuch 3, 315.

wichtigsten Arbeiten bediente, tritt ein Charakterzug hervor, welcher Braun in gleicher Weise sympathisch als Mensch und zuverlässig als Forscher erscheinen läßt. Eine ganz seltene Selbstkritik: er beschreibt dort seinen Flaschenkreissender und gibt dessen Vorzüge an, aber ausdrücklich so, wie sie sich ihm und dem damaligen Fachmann zur Zeit der Erfindung dargestellt hätten. Er verschweigt nicht, daß diese Auffassung der heutigen Kritik zum Teil nicht mehr standhalte. Die im Sommer 1902 erschienene theoretische Untersuchung von Max Wien über gekoppelte Sender hätte zwar, wie Braun sagt, zur Klärung der Frage grundlegend gewirkt, die für die Zahlenbeispiele gewählten Daten, und namentlich die der Antennendämpfungen entsprächen nicht der Wirklichkeit. Die auf dem Lande wie auf Schiffen gemessenen Antennen zeigen weit geringere Dekremente (0,05 bis 0,08) als Wien und Braun angenommen hatten. Somit mußte jetzt auch die Wirkungsweise der Flaschensender, wie Braun rückhaltslos zugibt, in einem anderen Lichte erscheinen. Er führt dann zwei weitere Merkmale des Flaschenkreissenders an, die ihn bis zum heutigen Tage in der drahtlosen Telegraphie unentbehrlich machen. Inzwischen ist der gekoppelte Sender durch die Löschfunkenerregung allerdings in physikalisch veränderter Wirkungsweise, aber doch schaltungsmäßig unverändert für die Funkenerregung wahrscheinlich für alle Zukunft unentbehrlich geworden.

Aus seiner Nobelpreisrede möchte ich noch einige Sätze anführen, mit welchen er dort von dem Richtsendern auf seine interessanten Versuche über das Verhalten elektrischer Strahlen beim Durchgang durch dielektrische Gitter überleitet:

„Von allgemeinerem Interesse scheint mir die Bemerkung zu sein, daß man zu der Konsequenz geführt wird, die Strahlung eines Senders werde hier durch die nach Ort und Phase verschobenen Schwingungen der benachbarten vermindert; und dieser Schluß würde sich experimentell prüfen lassen.

Wenn heutigentags aber die optischen Erscheinungen mehr und mehr zurückgeführt werden auf elektrische molekulare Resonatoren, so werden elektrischen Vorgängen, wie dem hier an einem Beispiel besprochenen, auch optische sich zuordnen, welche aber in diesem Gebiete experimentell kaum direkt verifiziert werden können.

Hier ergänzt das Studium der elektrischen das der optischen Schwingungen. Und da wir berechtigt sind, zu jeder auf dem einen Gebiet klar gestellten Erscheinung nach dem Analogon auf dem anderen zu fragen, so kann je nach der leichteren Realisierbarkeit die elek-

trische oder die optische Fassung eines Problems zuerst angegangen werden. Ich darf diese Art des Vorgehens vielleicht an zwei durchgeführten Beispielen erläutern."

Er beschreibt dann einen Versuch, welcher ergab, daß Backsteinschichten mit Luftzwischenräumen einem Bündel nahezu paralleler elektrischer Strahlen gegenüber sich genau so verhalten, wie ein einachsiger Kristall gegen einen polarisierten Lichtstrahl. Diesen Versuch übertrug er dann auf sichtbare Strahlen, indem er ein durch die Zerstäubung von Metall hergestelltes sehr feines Stäbchen-Gitter (10 000 bis 100 000 Schlitze auf 1 mm) in zwei um 90° verschiedene Stellungen in polarisiertem Licht betrachtete, wobei es in der einen Stellung durchsichtig, in der anderen dunkel erschien. Dieses Verfahren gab ihm ein Mittel an die Hand zur Entscheidung der Frage über den Bau des organisierten Gewebes in Muskel- und Pflanzenfasern.

Das Bild Brauns als Forscher und als Erfinder zeigt als hervorragendsten Zug großes und gründliches Wissen auf den verschiedensten Gebieten, verbunden mit lebhaftestem Vorstellungsvermögen und kühner Kombinationsgabe. Rechnet man hinzu seine außerordentliche und leidenschaftliche Interessiertheit an allen physikalischen Problemen, sowie ein nennenswertes experimentelles Geschick, so sind damit die Bedingungen für das Entstehen unvergänglicher Leistungen gegeben. Erleichtert wurde seine Arbeit noch durch seinen Charakter. Er war ein lebensfroher, dabei ganz anspruchsloser Mensch, der sich schnell in neue Verhältnisse hineinfand. Bei der 1903 erfolgten Fusion der Braun-Siemens-Gesellschaft, mit der die Slabyschen Erfindungen verwertenden A. E. G. stellte Braun die Aussichten auf günstigere Entwicklung der drahtlosen Technik durch die verstärkte neue Organisation hoch über persönliche Wünsche und Interessen und wurde nach kurzer Zeit ein begeisterter Mitarbeiter der neugegründeten Telefunken-Gesellschaft. Gerade ich — ehedem sein geschäftlicher Konkurrent — bin wohl in der Lage, hier ein objektives Urteil abzugeben. Gar bald verband mich mit ihm ein warmes Freundschaftsband, und ihm verdanke ich — gewissermaßen als Äußerung seines letzten Willens vor seiner Abreise — die Ehrung durch Verleihung der Ehrendoktorwürde, die mir die Straßburger Universität auf seinen Antrag hat zuteil werden lassen. Und so herzlich wie ich denkt heute wohl des großen und menschlich doch so einfachen und lieben Verstorbenen der zahlreiche Kreis seiner früheren Assistenten, Mitarbeiter und Schüler, von denen das Schicksal des Weltkrieges einige in jetzt unerreichbare Fernen zerstreut hat.

Wenn einst jedoch die Sonne des Friedens wieder leuchten und das höchste Gut des Menschen, die Wissenschaft, aufs neue ein internationales einigendes Band um alle Kulturvölker schlingen wird, dann wird die Anerkennung des von Braun Geschaffenen überall dort erfolgen, wo wahre Wissenschaft eine Pflegestätte gefunden hat.

Berlin im Juni 1918.

Dr. Georg Graf Arco.

Nachtrag.

Dem vorstehenden Nachruf möchte ich nur wenige Worte hinzufügen. Dem Jahrbuch war der Verstorbene ein treuer Mitarbeiter, dessen Beiträge den fesselnden Reiz starker persönlicher Eigenart trugen. Die nähere persönliche Bekanntschaft zeigte mir das schlichte Wesen, wie es bedeutenden Menschen eigentümlich ist, die entfernt von allem Schein sich nur auf das Wesentliche konzentrieren, dabei eine menschlich liebenswürdige Persönlichkeit von sonnigem Humor. So steht sein Bild vor den Augen seiner Zeitgenossen, und sein Name wird unauslöschlich weiterleben als der eines bahnbrechenden Pioniers auf dem Gebiete der drahtlosen Telegraphie. Das Echte bleibt der Nachwelt unverloren, auch wenn es heute von verlogener britischer Anmaßung und gallischer Eitelkeit zu verunglimpfen versucht wird.

Eichhorn.

(Eingesandt 1. Juni 1918.)

Referate.

Über Messungen an Wechselstromkurven mit der Braunschen Röhre.[1])

Von **Ernst Lübcke.**

Einleitung.

Zur Aufnahme von Schwingungskurven wird im allgemeinen bei gewöhnlichem Wechselstrom der Oszillograph, bei elektrischen Schwingungen die Braunsche Röhre benutzt. Dazu kommt als älteste Methode von Kurvenaufnahmen die von Joubert[2]) angegebene. Diese besteht

1) Vgl. die Abhandlungen im Archiv für Elektrotechnik 5, S. 314—334, 1917, u. 6, S. 161—164, 1917.

2) J. Joubert, Ann. de l'école Norm. 10, S. 31, 1881.

darin, daß man mit einem Voltmeter den zu jeder Phase des Wechselstroms gehörigen Augenblickswert mit Hilfe eines mit dem Wechselstrom synchron laufenden Kontaktmachers bestimmt. Es wurde versucht das Prinzip dieser Joubertschen Methode auch auf das Gebiet der elektrischen Schwingungen zu übertragen. Ein synchron laufender mechanischer Kontaktmacher ist wegen der erforderlichen hohen Umlaufsgeschwindigkeiten nicht ausführbar. Es ist also zunächst ein trägheitsloser Kontaktmacher nötig, ein Kontaktmacher von so geringer Masse, daß deren Trägheit auch bei sehr hohen Umlaufsgeschwindigkeiten nicht in Erscheinung tritt. Dieser Kontaktmacher wird mit Hilfe eines Kathodenstrahles einer Braunschen Röhre in folgender Weise hergestellt: Durch die elektrischen Schwingungen wird an einer Zusammenschnürung der Braunschen Röhre ein Drehfeld erzeugt, unter dessen Einwirkung der Kathodenstrahl selbst den Mantel eines Kegels und seine Spur auf einem Fluoreszenzschirm einen Kreis beschreibt. In dem Schirm ist ein radialer Schlitz angebracht, der den Kathodenstrahl bei einer bestimmten Lage auf dem Kreise, also bei einer bestimmten Phase der Schwingung, in eine Kammer eintreten und darin das Gas zwischen den Platten eines kleinen Kondensators ionisieren läßt. Es werden also nur in einem Augenblick während einer Periode die beiden Platten durch die Ionisation des dazwischen befindlichen Gases leitend verbunden. Es läßt sich dann in diesem Augenblick die Spannung des zu messenden Wechselstroms mit dem Elektrometer bestimmen. Durch Drehen der das Drehfeld erzeugenden Spulen läßt sich in jeder Phase des Wechselstroms mit dem in die Ionisierungskammer eintretenden Kathodenstrahl ein anderer Punkt der Wechselstromkurve messen und so die ganze Kurve Punkt für Punkt aufnehmen.

Versuchsanordnung.

Die Einzelheiten der Versuchsanordnung ergeben sich aus der Fig. 1. Die Schaltung ist für die Aufnahme der Spannungskurve eines Wechselstromlichtbogens vorgesehen. Zur Erzeugung der Kathodenstrahlen wurde eine Gleichspannung von 23 000 Volt unter Vorschaltung eines Jodkadmiumwiderstandes an die Röhre gelegt. Die Spannung wurde einer verbesserten[1]) Hochspannungsanlage nach Des Coudres[2]) entnommen. Durch Vorversuche war festgestellt worden, daß die Ionisation in der Braunschen Röhre selbst immer so groß war,

1) H. Kröncke, Diss. Göttingen 1913.
2) H. Th. Simon, Phys. Ztschr. 7, 412, 1906.

daß dauernd eine verhältnismäßig starke Leitfähigkeit zwischen den Kondensatorplatten bestand. Es wurde deshalb die Ionisierungskammer

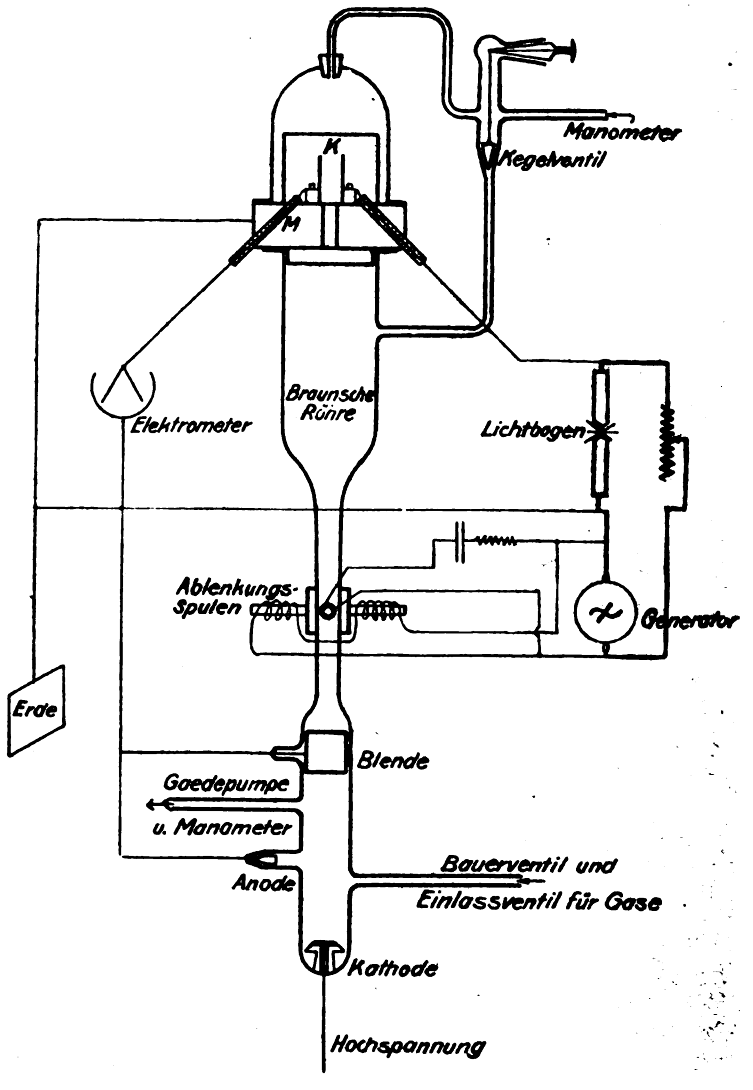


Fig. 1.

K von der Braunschen Röhre durch eine Metallplatte *M* abgeschlossen. Der radiale Schlitz, durch den die Kathodenstrahlen zwischen die Kon-

densatorplatten fielen, war mit einem Lenardschen Fenster verschlossen. Die Ionisierungskammer stand durch ein eingeschliffenes Kegelventil mit der Röhre in Verbindung. Man konnte also mit einer Gaedeschen Quecksilberpumpe in der Ionisationskammer und in der Braunschen Röhre jeden Druck herstellen. Gut bewährt hat sich bei dem stundenlangen Betrieb der Braunschen Röhre ein Luftventil, wie es die Bauer-Röntgenröhren[1]) haben. Mit seiner Hilfe ließ sich der Druck sehr leicht genau gleich einstellen für alle Messungen. Der Kondensator in der Ionisationskammer war sehr sorgfältig konstruiert. Alle bekannten Vorsichtsmaßregeln zur Vermeidung von Fehlern durch Glasladungen, Doppelschichten, statische Felder usw. wurden getroffen.

Als Elektrometer standen für die Messungen ein Zweifadenelektrometer nach Wulf[2]) und ein Einfadenelektrometer nach Elster und Geitel[3]) zur Verfügung.

Die Ablenkungsspulen waren auf einem Hartgummiträger direkt am Glashals der Röhre drehbar befestigt. Für die Frequenzen 50, 250, 500 kamen zwei Emailledrahtspulen, die um 90° in der Drehebene versetzt waren, zur Anwendung. Die Ströme in ihnen hatten eine Phasenverschiebung von 90°[4]). Bei Schwingungen wurde das Drehfeld durch das elektrische Feld eines kleinen Kondensators und das magnetische Feld zweier koachsialen Spulen von je 7 Windungen mit 8×4 cm² Fläche hervorgebracht. Die Verdrehung der Ablenkungsspulen um den Glashals wurde gegen einen festen Index bis auf 0,5° genau gemessen.

Untersuchung des Kontaktmachers.

Im idealen Sinne würde der Zweck des trägheitslosen Kontaktmachers erreicht werden, wenn der Kathodenstrahlpinsel beim Überstreichen des Kondensators eine unendlich große Leitfähigkeit in der Ionisationskammer hervorrufen würde, während außerhalb der Kontaktzeit keine Spur von Leitfähigkeit vorhanden wäre. Die Leitfähigkeit wird nun aber 1. durch die Zahl der von den Kathodenstrahlen gebildeten Ionen, 2. durch deren Beweglichkeit bestimmt. Das Ideal wäre also erreicht, wenn 1. im Augenblicke des Kontaktes alle zwischen den Kondensatorplatten befindlichen Gasmoleküle ionisiert würden, und 2. wenn alle gebildeten Ionen augenblicklich an die Platten ge-

1) H. Kröncke, Diss. Göttingen 1913.
2) P. Th. Wulf, L'électromètre bifilaire, Louvain 1910.
3) J. Elster und H. Geitel, Phys. Ztschr. 10, 664, 1909.
4) A. Lampa, Wechselstromversuche, Braunschweig 1911, S. 90.

führt würden. Zur Erfüllung der Forderung unter 1. würde eine so große Geschwindigkeit und Stromstärke der zur Ionisation verfügbaren Kathodenstrahlen erforderlich sein, wie sie sich praktisch kaum wird erreichen lassen. Und zu der unter 2. müßte die Ionenbeweglichkeit unendlich groß sein. Das ist sie aber nicht. Man sieht also, daß der Kontaktmacher von seinem Ideal weit entfernt bleiben wird.

Außer von der Geschwindigkeit und Stromstärke der ionisierenden Kathodenstrahlen hängt die Kontaktleitfähigkeit noch ab 1. von der Art des verwendeten Gases und 2. von dessen Druck. Mit wachsendem Gasdruck und schwererem Gase nimmt die Zahl der gebildeten Ionen zu, ihre Beweglichkeit aber ab.

Durch systematische Prüfung dieser Einflüsse bei den Gasen: Luft, Wasserstoff und Kohlensäure zwischen den Drücken von 85 bis 0,1 mm wurde versucht den Ionenkontaktmacher den idealen Anforderungen so nahe als möglich zu bringen. Als günstigstes Ergebnis stellte es sich heraus, Luft zu verwenden. Der günstige Gasdruck liegt zwischen 0,1 und 1,0 mm.

Einfluß der Kurvenform, Phase und Frequenz.

Hat man den Kontaktmacher auf das Optimum seiner Wirksamkeit eingestellt, so wird man den Augenblickswert einer Wechselspannung noch nicht genau messen können, da schon während der Kontaktzeit das Feld zwischen den Kondensatorplatten seinen Wert mehr oder weniger stark ändert, weil der Plattenabstand nicht unendlich klein ist. Je größer die Feldänderungen während der Kontaktzeit sind, desto größer ist die dadurch hervorgerufene Meßungenauigkeit. So hat 1. die Kurvenform und 2. die Frequenz des aufzunehmenden Wechselstroms einen Einfluß auf die Messung. Die Kondensatorplatten haben einen Abstand von 0,5 cm. Zur Zurücklegung dieser Strecke braucht der Kathodenstrahl eine gewisse Zeit und in derselben Zeit ändert sich auch entsprechend die Phase der Wechselspannung an den Kondensatorplatten. Es wird infolgedessen nur ein Mittelwert gemessen. Die hierdurch hervorgerufene Verzerrung der aufzunehmenden Kurve läßt sich beseitigen durch Vergrößerung des von den Kathodenstrahlen beschriebenen Kreises und durch Verkleinerung des Plattenabstandes. Eine weitere in diesem Sinne wirkende Fehlerquelle ist die Erscheinung, daß die Ionisation nicht sofort verschwindet und der durch den Kondensator gehende Strom infolgedessen nachhinkt und so die Kurven verwischt. Experimentell war dies Nachhinken nicht nachweisbar.

Es fragt sich schließlich, bis zu welchen Frequenzen diese Joubertsche Methode mit dem Ionenkontaktmacher brauchbar bleibt. Bei sehr hohen Frequenzen muß auch die Beweglichkeit der Ionen sehr groß sein, damit diese bei der sehr kurzen Kontaktzeit den Elektrizitätsausgleich noch vollziehen können. Die Ionenbeweglichkeit ist aber durch Art und Druck des Gases bestimmt, und so wird bei zunehmender Frequenz die Wirksamkeit des Kontaktmachers immer geringer werden. Man findet, daß bei einer Frequenz von der Größenordnung 10^6 dieser Methode das praktisch erreichbare Ziel gesetzt wird.

Aufnahme von Kurven.

Als Beispiel sollen die Strom- und Spannungskurven eines Wechselstromlichtbogens, Frequenz 50, gegeben werden. Die Aufnahme erfolgte mit der in Fig. 1 angegebenen Schaltung. Fig. 2 gibt die mit

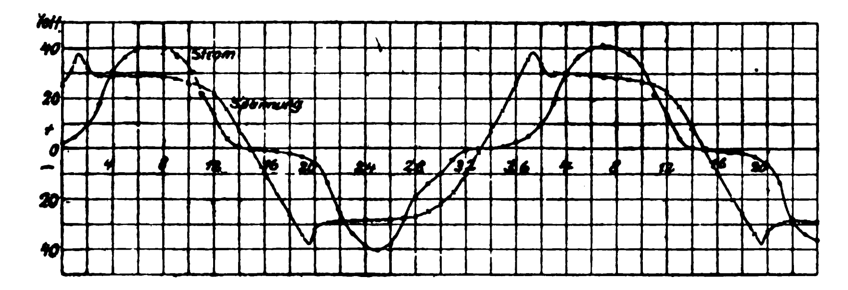


Fig. 2.

Kontaktmacher erhaltenen Kurven wieder, Fig. 3 als Vergleich die mit einem Oszillographen von Siemens & Halske unter denselben Versuchsbedingungen aufgenommenen Kurven. Der Kurvenverlauf wird im ganzen richtig wiedergegeben, in den Einzelheiten z. B. bei der Zündspitze der Spannungskurve finden sich Abweichungen, deren Gründe oben diskutiert sind.

Am interessantesten sind die Aufnahmen bei Schwingungen. Die Schaltung ist aus der Fig. 4 ersichtlich. Als Schwingungserzeuger wurde eine Hochfrequenzbogenlampe der Telefunkengesellschaft nach H. Th. Simon[1]) benutzt. Die Spannung an der Kapazität im Kreise II wurde gemessen. Diese Spannung ist proportional dem in dem Schwingungskreise II fließendem Strome. Wenn also durch Koppelung und

1) H. Th. Simon, Jahrb. 1, 16, 1907.

die übrige Leitungsführung keine Veränderung der Kurvenform auftritt, so müßte man eine Kurve erhalten, wie sie H. Barkhausen[1]) aus theoretischen Überlegungen konstruiert hat. Die Fig. 5 zeigt eine

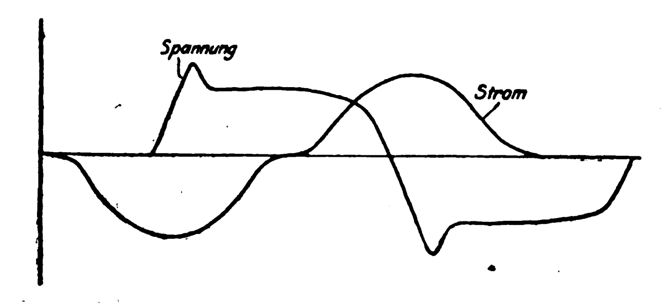


Fig. 3.

solche von Barkhausen konstruierte Kurve. Diese den Lichtbogenschwingungen zweiter Art entsprechende Kurve ist bei Schwingungen von etwa 1000 km Wellenlänge mit dem Oszillographen aufgenommen.[2])

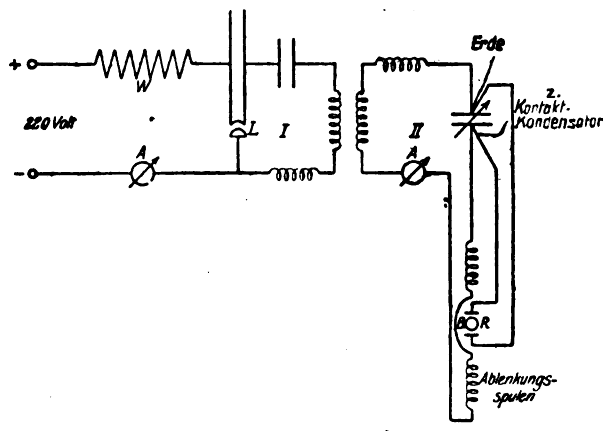


Fig. 4.

Meine Aufnahmen, Fig. 6 u. 7, ergeben dasselbe Resultat und stehen in guter Übereinstimmung mit der theoretischen und der früher auf-

1) H. Barkhausen, Das Problem der Schwingungserzeugung, Leipzig 1907, S. 74.

2) H. Th. Simon, Jahrb. 1, 60, Fig. 32, 1907.

genommenen Kurve. Die Wellenlänge war für die Aufnahme Fig. 6 $\lambda = 1560$ m und für die Aufnahme Fig. 7 $\lambda = 950$ m.

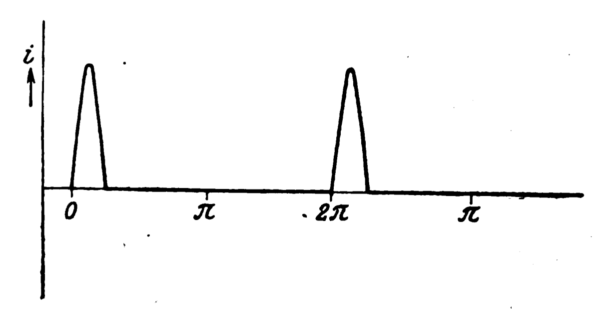


Fig. 5.

Die kleinen Abweichungen der Kurvenformen sind zwanglos dadurch zu erklären, daß bei den niedrigen Drucken die Zahl der freien

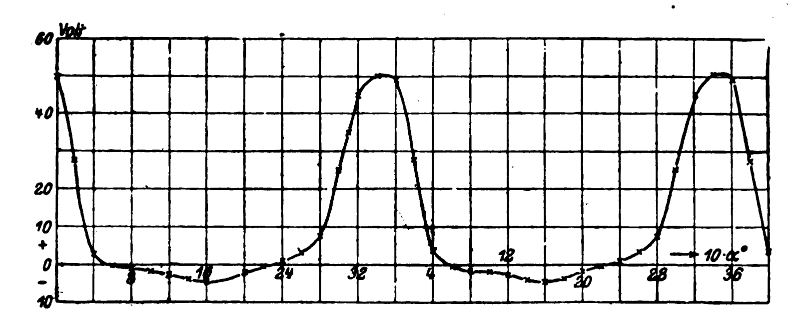


Fig. 6.

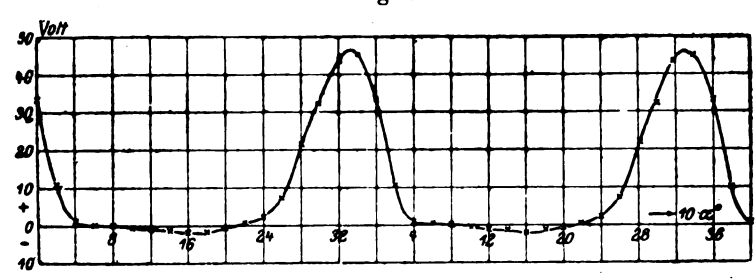


Fig. 7.

Elektronen gegenüber der Zahl der gebildeten Ionen nicht mehr unendlich klein ist, und man also, wenn das zwischen den Kondensator-

platten herrschende Feld gleich Null ist, bei den langen Beobachtungszeiten leicht eine negative Aufladung der geringen Kapazität der Elektrometeranordnung messen wird.

Anordnung für hohe Frequenzen.

Die geringe Beweglichkeit der Ionen setzt der Anwendung des bisher behandelten Verfahrens bei hohen Frequenzen ein Ziel. Benutzt man nicht die ionisierende Wirkung der Kathodenstrahlen und die durch sie erzeugten langsamen Ionen, sondern nur schnelle Elektronen, so läßt sich diese modifizierte Joubertsche Methode auch zu Messungen an Wechselstromkurven sehr hoher Frequenz umgestalten.

Die Konstruktion der Braunschen Röhre ist in der Weise abzuändern, wie sich aus der Fig. 8 ergibt. Als Kathode K dient eine

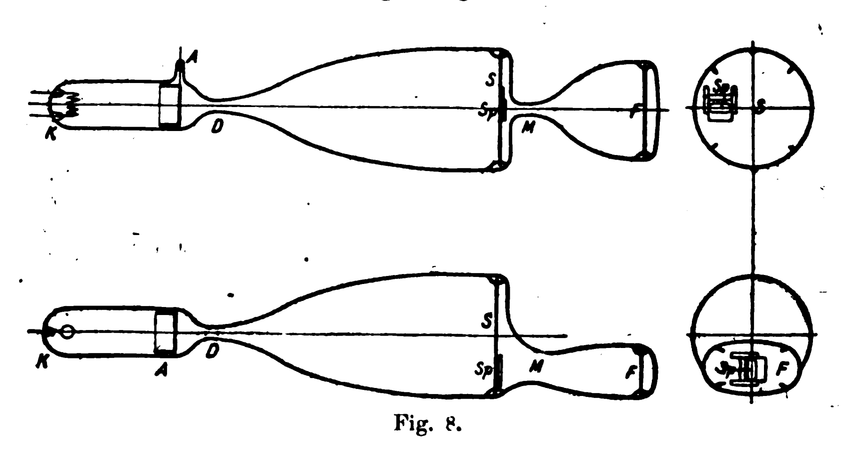


Fig. 8.

Glühkathode[4]), die es ermöglicht, Kathodenstrahlen beliebiger Geschwindigkeit herzustellen. Die von K ausgehenden Kathodenstrahlen gelangen durch die Blende A, gleichzeitig Anode, in den Ablenkungsraum D. In dem Raume zwischen D und S rotiert der Kathodenstrahl auf einem Kegelmantel. Durch den Schlitz Sp tritt der Kathodenstrahl bei jedem Umlauf einmal in eine zweite kleine Braunsche Röhre ein. Hier wird er durch die bei M angeordneten Ablenkungsplatten entsprechend der Größe des Feldes abgelenkt, das im Augenblick des Durchtritts des Kathodenstrahls durch den Schlitz und durch die Ablenkungsplatten zwischen den letzteren herrscht. Diese Ablenkung

4) W. D. Coolidge, Phys. Rev. Dez. 1913, F. J. Koch, Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. 23, 1, 1915.

wird auf dem Leuchtschirm F beobachtet. Dreht man jetzt die Drehfeldeinrichtung bei D, so wandert der Kathodenstrahlfleck auf F auf

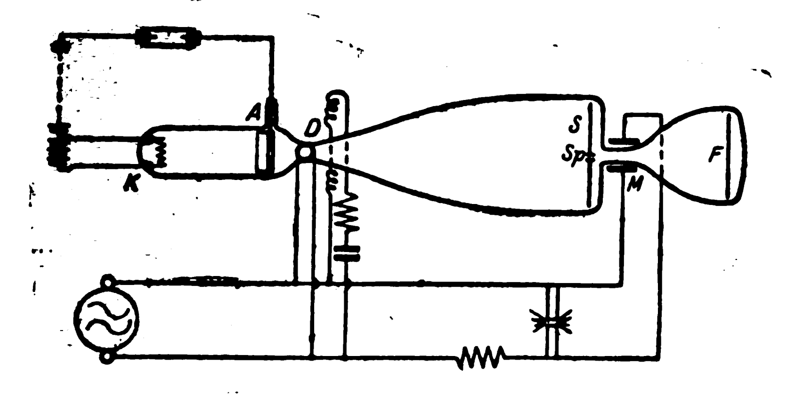


Fig. 9.

einer Geraden. Die in Fig. 9 gegebene Schaltungsskizze ist identisch mit der der Fig. 1 für die Ionisationsmethode.

Fehlerquellen und Grenzen der Doppelröhrenmethode.

Die Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen ist nicht unendlich groß, sondern abhängig von der Spannungsdifferenz zwischen Kathode und Anode und berechnet sich nach der Formel:

$$a = 5{,}95 \cdot 10^7 \sqrt{V} \text{ cm/sec},$$

V in Volt gemessen. Die Kathodenstrahlen gebrauchen also eine gewisse Zeit, um von dem Drehfeldraum D zu den Ablenkungsplatten M zu gelangen. Ist die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Kathodenstrahlen nicht mehr sehr groß im Vergleich zu der Frequenz der Schwingungen, so wird der bei D in Drehbewegung versetzte Kathodenstrahl bei M nicht von derselben Phase abgelenkt, sondern von einer zeitlich späteren. Der durch den Schlitz Sp tretende Kathodenstrahl erscheint nicht gleichzeitig mit der am Index bei D abgelesenen Phase, sondern um einen von der Frequenz des aufzunehmenden Wechselstroms und von der Kathodenstrahlgeschwindigkeit abhängigen Winkel verschoben. Nimmt man den Abstand von D und M gleich 40 cm an, so kann man die Größe dieses Verdrehungswinkels aus der folgenden Tabelle unter D—M in Abhängigkeit von der Wellenlänge der Schwingungen und der Spannung zur Erzeugung der Kathoden-

strahlen ablesen. Der Kathodenstrahlkegel erscheint also um seine Mittellinie verdrillt.

Wellenlänge in m	220 Voltstrahlen		440 Voltstrahlen		1000 Voltstrahlen		2300 Voltstrahlen	
	$D-M$	M	$D-M$	M	$D-M$	M	$D-M$	M
10 000	0,49°	0,04°	0,29°	0,02°	0,23°	0,02°	0,05°	0,00°
1 000	4,89°	0,36°	2,92°	0,22°	2,29°	0,17°	0,48°	0,04°
100	48,9°	3,65°	29,2°	2,18°	22,9°	1,72°	4,8°	0,36°
10	489°	36,5°	292°	21,8°	229°	17,2°	48°	3,60°
1	4890°	365°	2920°	218°	2290°	172°	480°	36,0°

Da die Phasenverschiebung für eine bestimmte Kathodenstrahlgeschwindigkeit und eine bestimmte Wellenlänge für alle Punkte der Kurve gleich bleibt, so kann man sie als eine Verschiebung des Nullpunktes der Gradteilung der Drehfeldanordnung gegen den Index betrachten und in Rechnung setzen.

In der zweiten, kleinen Röhre macht sich die endliche Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen nur während des Durchganges durch die Ablenkungsplatten bei *M* bemerkbar. Denn haben die Kathodenstrahlen das Feld von *M* verlassen, so gehen sie geradlinig auf den Schirm *F* zu. Fehler können also hier nur dadurch entstehen, daß sich während der Zeit, die der Kathodenstrahl zum Durchlaufen des Feldes (Länge der Ablenkungsplatten *M* gleich 3 cm) gebraucht, die Phase der an *M* anliegenden Wechselspannung und damit die Feldgröße selbst sich ändert. Die Phasenänderung der Wechselspannung während dieser Zeit ist in der Tabelle unter *M* gegeben. Nimmt man an, daß man bei der Messung eines Mittelwertes eines Kurvenstückes von $^1/_{100}$ Periode gegen die wahre Kurve keinen merklichen Fehler begeht, so zeigen die Angaben der Tabelle, daß man bei 220 Voltstrahlen noch Wechselstromkurven von 100 m Wellenlänge, bei 23 000 Voltstrahlen noch solche von 10 m Wellenlänge aufnehmen könnte. Da die Erzeugung ungedämpfter Schwingungen von 10 m Wellenlänge und hinreichender Energie auf praktische Schwierigkeiten stoßen wird, so wird im allgemeinen bei der Anwendung dieser Methode eine leicht erreichbare Spannung von 220—440 Volt zur Erzeugung der Kathodenstrahlen genügen. Nach diesen letzten Betrachtungen darf aber auch die Breite des Schlitzes *Sp* in dem Schirme *S* nicht mehr als $^1/_{100}$ des Kreisumfanges betragen. Bei einem Kreisumfang der Kathodenstrahlspur auf dem Schirme von 30 cm genügt eine Spaltbreite von 1 mm, also nur $^1/_{300}$ Periode, vollkommen zur genauen Beobachtung.

Die weichen 220 Voltstrahlen haben noch den Vorteil, daß sie

eine sehr genaue Messung der bei *M* herrschenden Spannung aus der Größe der Ablenkung des Kathodenstrahlflecks auf *F* ermöglichen. Für eine größte Ablenkung von 5,0 cm aus der Nullage ist bei einem Abstand der Ablenkungsplatten *M* von 2 cm und einer Länge von 3 cm (Abstand *M*—*F* gleich 17 cm) eine Spannung von 79,2 Volt nötig, während zur Ablenkung von 0,1 cm nur 1,59 Volt erforderlich sind. Die Maximalwerte der aufzunehmenden Spannung lassen sich leicht durch Vergrößerung des Abstandes der Platten *M* erhöhen. Die Eichung der Meßeinrichtung *M* der kleinen Braunschen Röhre kann natürlich mit Gleichspannung vorgenommen werden.

Folgerungen.

Nach den von H. Busch[1]) hervorgehobenen Gedanken über die Verwendung von Sonden ist es möglich, gewöhnliche Metallsonden zur Messung von hochfrequenten elektrischen Feldern zu benutzen. Der Verlauf des elektrischen Feldes kann dann seiner Größe nach Punkt für Punkt unabhängig von der Phase gemessen werden. Der oben beschriebene Doppelröhrenkontaktmacher würde es also gestatten, die Größe des Feldes an jedem Punkte auch in Abhängigkeit von der Phase des Schwingungserzeugers zu messen. Durch eine Kombination von Sonden und Doppelröhrenkontaktmacher müßte es möglich sein, die Forderungen der im Jahre 1913 von der Göttinger Philosophischen Fakultät gestellten Preisaufgabe zu erfüllen und experimentelle Untersuchungen über den Verlauf des Feldes und über die Phasenverhältnisse in unmittelbarer Nähe von Oszillatoren zu liefern. Der Einfluß der Oszillatorform würde besonders interessant sein. Die Ausführung dieser Untersuchungen und die Erprobung des Doppelröhrenkontaktmachers war infolge des Krieges nicht möglich.

Zusammenfassung.

1. Ein auf der Ionisierung der Gase durch Kathodenstrahlen beruhender „trägheitsloser“ Kontaktmacher, der die Aufnahme von Schwingungskurven nach der Methode der Joubertschen Scheibe gestattet, wird beschrieben, diskutiert und zur Aufnahme von Wechselstromkurven zwischen 50 und $3 \cdot 10^5$ Perioden benutzt.

2. Die Aufnahme von Schwingungskurven bis zu 100 m Wellenlänge und mit großer Genauigkeit ist ohne Elektrometer mit der besonders gebauten „Braunschen Doppelröhre“ unter Benutzung einer

---

1) H. Busch, Jahrb. 8, 554, 1914.

Glühkathode und 220 Volt Gleichspannung möglich. Da der Stromverbrauch dieser Anordnung äußerst gering ist, dürften sich mit ihr auch Ausmessungen von hochfrequenten elektrischen Feldern ausführen lassen.

Kiel, im März 1918.

(Eingesandt 25. April 1918.)

Adresse des Autors: Dr. Ernst Lübcke, Kiel, Feldstraße 123.

A. Roth, „Ein neues Meßinstrument zur direkten Analyse von Wechselströmen". Archiv für Elektrotechnik **6**, 359, 1918.

Der Verfasser hat sich die Aufgabe gestellt, ein technisches Meßinstrument zu schaffen, welches die direkte Messung der Oberwellen in elektrischen Strom- und Spannungskurven in Prozenten der Grundwelle auf einfache Weise gestattet, unter besonderer Berücksichtigung der Verhältnisse in Hochspannungsnetzen mit schwankender Frequenz. Die Methode gründet sich auf die besonderen Eigenschaften eines Systems von zwei parallel geschalteten Schwingungskreisen mit verschiedener Eigenfrequenz („Doppelkreise"). Diese werden theoretisch untersucht. Unter Verwendung solcher Doppelkreise wurde in einem hochempfindlichen Dynamometer mit zwei festen Spulen der Summenstrom dieser beiden gegen denjenigen der beweglichen Spule um 90° verschoben, für alle Wellen, außer der zu messenden *m*ten Oberwelle. Der Ausschlag war dann nur noch von der Spannung dieser Oberwelle abhängig und zwar proportional ihrem Quadrate. Für die verschiedenen Oberwellen sind verschieden abgestimmte Doppelkreise notwendig. Es werden die Gleichungen für die Berechnung des Instrumentes aufgestellt, weiter die verschiedenen Fehlerquellen experimentell, teilweise auch mathematisch untersucht und ihre Beseitigung studiert. Es wurde dabei eine Schaltung durchgebildet, welche allgemein die Kompensierung der Selbstinduktion von Meßinstrumenten über verhältnismäßig große Frequenzbereiche bewirkt. Theorie und Meßergebnisse mit dieser Schaltung werden vorgeführt. Es ergibt sich ein Zusammenhang zwischen der zulässigen Frequenzänderung und der Zahl der Oberwellen, welche aufgenommen werden können. Bei 2 % Schwankung kann ungefähr bis zur 19. Oberwelle analysiert werden. Schließlich werden Vergleichmessungen mit dem oszillographischen Verfahren gemacht, welche gute Übereinstimmung ergeben.

Das Instrument liefert zuverlässige Werte für Oberwellen, die größer sind als 1 bis 1,5 % der Grundwelle. Die Meßgenauigkeit ist dort $^1/_3$ bis $^1/_4$ des Eigenwertes. Mit der Größe der gemessenen

Oberwelle nimmt sie aber sehr rasch zu und erreicht bald die normale Genauigkeit von technischen Meßinstrumenten mit Fadenaufhängung. Das Instrument kann ohne weiteres an Strom- und Spannungswandler angeschlossen werden; es ist trotz seiner Empfindlichkeit leicht transportfähig; seine Handhabung ist einfach. A. R.

(Eingesandt 12. Juni 1918.)

Adresse des Autors: Dr. Ing. Arnold Roth, Baden (Schweiz), Haldenstraße 5.

Paul Caspar. Über die Kreisgebiete im elektromagnetischen Felde eines Hertzschen und eines Abrahamschen Erregers. (Ann. Phys. **51**, 649, 1916.)

Hertz hat in seinen „Untersuchungen über die Ausbreitung der elektrischen Kraft“[1]) eine ausführliche Beschreibung und graphische Darstellung der elektromagnetischen Kräfte in der Nähe eines geradlinigen elektrischen Erregers gegeben. Er benutzte zur experimentellen Untersuchung des Feldes einen Drahtkreis, der an einer Stelle durch eine Funkenstrecke unterbrochen war. War dieser Sekundärkreis auf den Oszillator abgestimmt, so zeigte das Auftreten von Funken im Sekundärkreis eine Erregung durch das Primärfeld an, und aus der Stellung des Sekundärkreises bei maximaler Funkenlänge konnte die Richtung der resultierenden Kraft festgestellt werden. An einigen Stellen des Feldes stellten sich nun Schwierigkeiten ein. Hertz schreibt darüber auf S. 98:

„Wir stellen also die Ebene unseres Kreises in die vertikale Lage, bringen die Funkenstrecke in den höchsten Punkt und suchen durch Drehung um eine vertikale Achse zu ermitteln, in welcher Lage sie verlöschen oder fast verlöschen. Indem wir uns zunächst auf 1—1,5 m von der primären Schwingung entfernen, stoßen wir auf eine unerwartete Schwierigkeit. Die Maxima und Minima verlieren nämlich, abgesehen von bestimmten Lagen, an Deutlichkeit, so daß eine Einstellung auf dieselben schwer ist, ja in gewissen Punkten werden die Unterschiede der Funkenlänge während der Drehung des Kreises so klein, daß die Angabe einer bestimmten Richtung der Kraft unmöglich wird. Bemerkenswert ist nun, daß die Schwierigkeit wieder verschwindet, wenn wir eine Entfernung von etwa 2 m überschritten haben.“

---

1) H. Hertz, Gesammelte Werke 2, S. 87 u. 117.

Die beobachtete Erscheinung findet ihre Erklärung in der Vorstellung, daß die elektrische Kraft im Felde eines Oszillators im allgemeinen überhaupt nicht eine feste Richtung und Größe in jedem Punkte des Feldes hat, sondern während einer Schwingung sich zeitlich nach Richtung und Größe verändert. Der Endpunkt des Vektors, der die elektrische Kraft in jedem Augenblick darstellt, wird im Laufe einer Schwingung ganz allgemein eine Ellipse durchlaufen. An den Stellen, in denen ein Überwiegen der Kraft in einer Richtung überhaupt nicht zu bemerken ist, würde diese Ellipse in einen Kreis übergehen. Man bezeichnet deshalb die oben beschriebenen Gebiete als die „Kreisgebiete“ im Felde des Erregers. Hertz hat ihr Bestehen in seinen bekannten Kraftlinienbildern plausibel zu machen gesucht. Bildet man aber die analytischen Bedingungen dafür, daß der Kraftvektor einen Kreis beschreibt, so findet man, daß diese Bedingungen in der Hertzschen Theorie des elektrischen Dipols nicht erfüllt sind.[1])

Es entsteht nun die Frage, wieso Hertz gleichwohl solche Kreisgebiete beobachtet hat, ob die Bedingungen wenigstens angenähert soweit erfüllt sind, daß die betreffenden Stellen einer nicht sehr genauen Beobachtung als Kreisgebiete erscheinen konnten.

Zur Beurteilung dieser Frage habe ich nicht bloß die Existenzbedingungen der Kreisgebiete eingehend geprüft, sondern auch die ganze Verteilung der Amplituden und Phasen, die Lage und Form der Schwingungsellipsen im Felde des Erregers analytisch und graphisch dargestellt, und zwar nicht bloß für den Hertzschen Dipol, sondern auch für den Abrahamschen stabförmigen Erreger. Ich gebe im folgenden die wichtigsten Ergebnisse der Untersuchung wieder. Hinsichtlich der Einzelheiten muß auf die Dissertation[2]) und auf die Darstellung in den Annalen der Physik[3]) verwiesen werden.

§ 1.

Ich knüpfe zunächst an diejenige Darstellung an, in der Hertz selbst die Erscheinung formuliert hat.

Die Verteilung der Kräfte um eine geradlinige Schwingung sei symmetrisch um die z-Achse derart, daß dieselben für irgendeinen Punkt nur abhängen von seiner z-Koordinate und seiner senkrechten Entfernung $\varrho = \sqrt{x^2 + y^2}$ von der z-Achse. Führen wir noch

1) W. König in Paul Drudes „Physik des Äthers auf elektromagnetischer Grundlage“. 2. Aufl. Stuttgart 1912.

2) Giessener Dissertation, gedruckt in Berlin 1916 von Emil Ebering.

3) Ann. d. Physik. 4. Folge, Bd. 51, S. 649.

$r = \sqrt{\varrho^2 + z^2}$ und den Winkel ϑ, den der Radiusvektor r mit der z-Achse bildet, ein, so wird nach der Maxwellschen Theorie die Kräfteverteilung des Feldes durch folgende drei Größen angegeben[1]):

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{E}_\varrho &= \frac{\varrho z}{r^3}\left(-\frac{3\,\mathfrak{f}}{r^2} + \frac{3\,\mathfrak{f}'}{r^3} - \mathfrak{f}''\right) \\ \mathfrak{E}_z &= \frac{2}{r^3}\left(-\frac{\mathfrak{f}}{r} + \mathfrak{f}'\right) + \frac{\varrho^2}{r^3}\left(\frac{3\,\mathfrak{f}}{r^2} - \frac{3\,\mathfrak{f}'}{r} + \mathfrak{f}''\right) \\ \mathfrak{H}_t &= \frac{\varrho}{r^2}\left(\frac{\mathfrak{f}'}{r} - \mathfrak{f}''\right). \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

$\mathfrak{E}_\varrho$ und $\mathfrak{E}_z$ sind die Komponenten der elektrischen Kraft, $\mathfrak{H}_t$ die Komponente der magnetischen Kraft, die senkrecht zu ϱ und z liegt, und zwar positiv gerechnet, wenn $\mathfrak{H}_t$ durch eine negative Drehung um die z-Achse in die Richtung von $\mathfrak{H}_\varrho$ übergeführt werden kann. $\mathfrak{f}$, $\mathfrak{f}'$, $\mathfrak{f}''$ sind die Abkürzungen für die Funktion $\mathfrak{f}\,(r - c\,t)$ und deren Abgeleitete. Führt man mit $\mathfrak{f}$ die periodische Funktion

$$e_0 \cdot l \cdot \sin 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{r}{\lambda}\right)$$

ein, in der e_0 die maximale elektrische Ladung einer der Konduktoren und l die Länge des Erregers bedeutet, so lauten die Ausdrücke für $\mathfrak{E}_\varrho$, $\mathfrak{E}_z$ und $\mathfrak{H}_t$:

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{E}_\varrho &= -\frac{e_0\, l \sin\vartheta \cos\vartheta}{r^3}\,[(3 - x^2)\sin\omega + 3\,x\cos\omega] \\ \mathfrak{E}_z &= -\frac{e_0\, l}{r^3}\,[(2 - 3\sin^2\vartheta + x^2\sin^2\vartheta)\sin\omega + (2 - 3\sin^2\vartheta)\,x\cos\omega] \\ \mathfrak{H}_t &= \frac{e_0\, l \sin\vartheta}{r^3}\,x\,(x\sin\omega - \cos\omega), \end{aligned}\right\} (2)$$

wo

$$\omega = 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{r}{\lambda}\right) \quad \text{und} \quad x = \frac{2\pi r}{\lambda}$$

ist. $\mathfrak{E}_\varrho$ und $\mathfrak{E}_z$ lassen sich in folgender Form schreiben:

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{E}_\varrho &= -B \cdot \sin(\omega + \beta) \\ \mathfrak{E}_z &= -C \cdot \sin(\omega + \gamma). \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

Hieraus geht hervor, daß im allgemeinen $\mathfrak{E}_\varrho$ und $\mathfrak{E}_z$ sich als Komponenten einer elliptischen Schwingung darstellen lassen. Nur in

1) **Drude-König**, Physik des Äthers. S. 540.

dem besonderen Falle, in dem gleichzeitig B und C einander gleich sind und die Phasen die Differenz $\pi/2$ besitzen, haben wir eine Kreisschwingung vor uns.

$$\left.\begin{aligned} B &= C \\ \beta - \gamma &= \frac{\pi}{2} \end{aligned}\right\} \quad (4)$$

liefern also die Bedingungen für die Hertzschen Kreisgebiete. Es ist:

$$\left.\begin{aligned} B &= \frac{e_0 \, l \sin\vartheta \cos\vartheta \sqrt{x^4 + 3x^2 + 9}}{r^3} \\ C &= \frac{e_0 \, l}{r^3} \sqrt{(2 - 3\sin^2\vartheta + x^2 \sin^2\vartheta)^2 + (2 - 3\sin^2\vartheta)^2 x^2} \\ \operatorname{tg}\beta &= \frac{3x}{3 - x^2} \\ \operatorname{tg}\gamma &= \frac{x(2 - 3\sin^2\vartheta)}{2 - 3\sin^2\vartheta + x^2 \cdot \sin^2\vartheta} \end{aligned}\right\} \quad (5) .$$

Die Größen x und ϑ, die die Kreisgebiete bestimmen, sind also aus folgenden beiden Gleichungen zu berechnen:

$$\left.\begin{aligned} \sin\vartheta \cos\vartheta \sqrt{x^4 + 3x^2 + 9} &= \\ = \sqrt{(2 - 3\sin^2\vartheta + x^2 \sin^2\vartheta)^2 + (2 - 3\sin^2\vartheta)^2 x^2} & \\ \frac{x(2 - 3\sin^2\vartheta)}{2 - 3\sin^2\vartheta + x^2 \sin^2\vartheta} &= -\frac{3 - x^2}{3x} . \end{aligned}\right\} \quad (6)$$

Aus der zweiten Gleichung folgt:

$$\sin^2\vartheta = \frac{4x^2 + 6}{x^4 + 3x^2 + 9}$$

Setzt man diesen Wert von $\sin^2\vartheta$ in die passend umgeformte erste Gleichung unter (6) ein, so erhält man für x die Gleichung:

$$x^4 + 3x^2 + 9 = 0. \quad (7)$$

Diese Gleichung liefert aber zwei komplexe Werte für

$$\pi^2 = \frac{4\pi^2 r^2}{\lambda^2} .$$

Folglich kommt den Lösungen der Gleichung (7) keine geometrische und auch keine physikalische Bedeutung zu.

Wir stellen das Ergebnis noch in einer anderen Form dar, indem wir nachweisen, daß, wenn die eine Bedingung erfüllt ist, die andere nicht erfüllt ist. Wir setzen also:

$$\beta - \gamma = \frac{\pi}{2}$$

und erhalten:

$$\left.\begin{aligned} B^2 &= \frac{e_0{}^2 l^2}{r^6}\left(\frac{4x^6}{x^4 + 3x^2 + 9} + 2\right) \\ C^2 &= \frac{e_0{}^2 l^2}{r^6} \cdot \frac{4x^6}{x^4 + 3x^2 + 9}. \end{aligned}\right\} \quad (8)$$

Aus dieser Form von B^2 und C^2 ist deutlich zu ersehen, daß in den Gebieten, in denen

$$\beta - \gamma = \frac{\pi}{2}$$

ist, an keiner Stelle B^2 genau gleich C^2 ist, sondern daß beide Amplitudenquadrate sich um den Summanden

$$\frac{e_0{}^2 l^2}{r^6} \cdot 2$$

unterscheiden. Dieser Summand wird niemals gleich Null, sondern kann höchstens für großes r, d. h. in großer Entfernung vom Erreger gegenüber den anderen Größen in B^2 vernachlässigt werden.

§ 2.

Man kann gegen die obige Darlegung den Einwand erheben, daß Hertz die Existenz der Kreisgebiete auf ganz anderem Wege, nämlich graphisch an seinen Kraftlinienbildern, nachgewiesen hat. Er bezeichnet als Kreisgebiet diejenigen Punkte, in denen bei der Übereinanderlagerung zweier Kraftlinienzeichnungen, welche Zeiten entsprechen, die um eine viertel Schwingungsdauer voneinander entfernt sind, das Liniensystem der einen Figur senkrecht dasjenige der anderen schneidet und die Abstände der Linien der einen Zeichnung denen der anderen gleich werden. Offenbar sind die Hertzschen Zeichnungen nicht so absolut genau, daß man bei ihrer Übereinanderlegung mit Sicherheit entscheiden könnte, ob die durch den Schnitt der beiden Liniensysteme entstehenden Vierecke wirklich in aller Strenge Quadrate sind. Daß sie es nicht sein können, läßt sich zeigen, wenn man unter Benutzung der Gleichung für die elektrischen Kraftlinien des Hertzschen Dipols die von Hertz aufgestellte Bedingung analytisch formuliert. Dieser Beweisgang führt selbstverständlich zu demselben Ergebnis wie die obigen Betrachtungen; denn die umständlichen Rech-

nungen [1]), die ich hier übergehe, laufen auf folgende Bedingungsgleichung für die Kreisgebiete hinaus:

$$(B^2 - C^2)^2 + 4\,B^2\,C^2 \cos^2(\gamma - \beta) = 0\,. \tag{9}$$

Diese aber zerfällt in die beiden Gleichungen unter (4).

Eine dritte Art der Darstellung gewinnen wir, wenn wir die durch (3) dargestellten Schwingungsellipsen auf ihre Hauptachsen transformieren. Dazu muß eine Drehung um den Winkel α vorgenommen werden. $2\,\alpha$ ist durch die Gleichung

$$\operatorname{tg} 2\,\alpha = \frac{2\,B\,C\cos(\gamma - \beta)}{B^2 - C^2} \tag{10}$$

bestimmt.

Dann lautet die Gleichung der Schwingungsellipse:

$$\left.\begin{aligned} &\frac{\xi^2}{a^2} + \frac{\eta^2}{b^2} = 1 \\ a^2 &= \frac{2\,B^2\,C^2\sin^2(\gamma - \beta)}{C^2 + B^2 - \sqrt{(B^2 - C^2)^2 + 4\,B^2\,C^2\cos^2(\gamma - \beta)}} \\ b^2 &= \frac{2\,B^2\,C^2\sin^2(\gamma - \beta)}{C^2 + B^2 + \sqrt{(B^2 - C^2)^2 + 4\,B^2\,C^2\cos^2(\gamma - \beta)}}\,. \end{aligned}\right\} \tag{11}$$

Die Bedingungsgleichung (9) für Kreisgebiete ist also dieselbe Gleichung, die $a = b$ machen würde.

a und b sind in Fig. 1 graphisch dargestellt für die verschiedenen Werte $\vartheta = 10^0, 20^0, 30^0, 40^0, 50^0, 60^0, 70^0, 80^0$. Es ist $e_0 = 1000$ elektrostatischen Einheiten und $l = 1{,}4$ m angenommen. Aus der Figur ersieht man, daß für denselben Wert ϑ a und b keinen Schnittpunkt besitzen, daß also Kreisgebiete innerhalb eines Umkreises von 3 m nicht vorkommen.

§ 3.

Nachdem in § 1 und § 2 einwandfrei nachgewiesen worden ist, daß Kreisgebiete im elektrischen Felde des Hertzschen Erregers nicht existieren, bleibt zur Erklärung der Unbestimmtheit der elektrischen Kraftrichtungen an gewissen Stellen des Feldes nur die Möglichkeit übrig, daß an diesen Stellen zwar keine wirklichen Kreisschwingungen, aber angenäherte vorkommen. Zur Auffindung dieser Stellen wollen wir die Gleichungen (6) graphisch darstellen.

1) Giessener Dissertation, gedruckt in Berlin 1916 von Emil Ebering.



Wir legen den Hertzschen Erreger von der Länge $l = 1{,}4$ m zugrunde und nehmen die Wellenlänge angenähert gleich der bei den Hertzschen Versuchen $\lambda = 9{,}4247$ m. Da allgemein

$$x = \frac{2\pi r}{\lambda}$$

ist, wird für diese Annahme

$$r = \frac{3}{2}x;$$

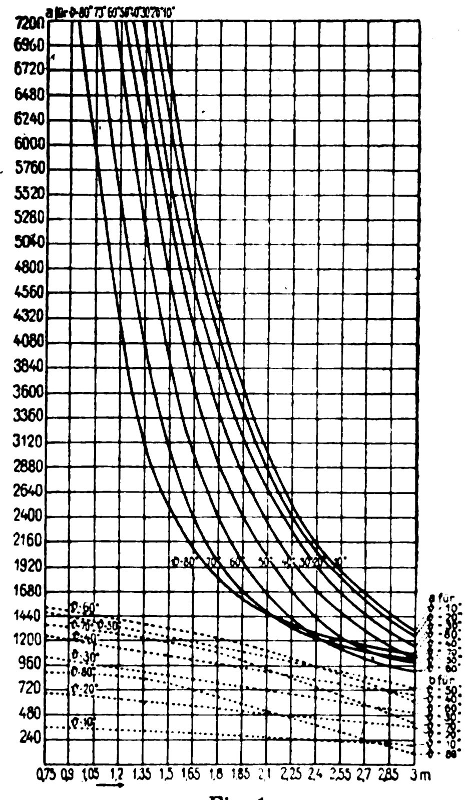


Fig. 1.

die Werte von r werden dann in Metern gerechnet. Die Gleichung, die die Gleichheit der Amplituden ausdrückt, lautet:

$$\sin^4 \vartheta - \sin^2 \vartheta \cdot \frac{x^4 + 11x^2 + 21}{2(x^4 + 3x^2 + 9)} + \frac{2x^2 + 2}{x^4 + 3x^2 + 9} = 0. \quad (6\text{a})$$

Sie ergibt für jedes x zwei verschiedene Werte von $\sin^2\vartheta$, die an keiner Stelle des Feldes zusammenfallen. Also besteht die Kurve $B = C$ aus zwei getrennten, sich nicht schneidenden Ästen. Fig. 2 stellt die Kurve dar.

Für kleines x ist: $\vartheta_1 = 74^0\,15'$ und $\vartheta_2 = 29^0\,28'$; für sehr großes x ist $\vartheta_1 = 45^0$ und $\vartheta_2 = 0^0$. Es nähert sich also der eine Ast asymptotisch der 45^0-Richtung, der andere der Richtung $\vartheta = 0^0$, d. h. der Erregerachse.

Die Gleichung für die Phasendifferenz $\pi/2$ ist ebenfalls in Fig. 2 als Kurve eingetragen:

$$\sin^2\vartheta = \frac{4\,x^2 + 6}{x^4 + 3\,x^2 + 9}.$$

Hier ist $\vartheta = 54^0\,44'$ für sehr kleines x und $\vartheta = 0^0$ für großes x. Diese Kurve nähert sich also auch wie der eine Ast der obigen Kurve der Erregerachse, und zwar lehrt die Darstellung, daß diese beiden Kurven ungefähr vom Werte $r = 6$ m ab sich einander asymptotisch nähern. Diese asymptotische Annäherung ist die Bestätigung der aus Gleichung (8) gezogenen Schlußfolgerung, daß nämlich in großen Entfernungen vom Erreger angenäherte Kreisgebiete existieren, und daß diese Kreisgebiete um so vollkommener ausgeprägt sind, je größer r ist. Aber diese angenäherten Kreisgebiete sind nicht als die von Hertz gefundenen Stellen der Unbestimmtheit der elektrischen Kraftrichtung anzusehen, da erstens diese Stellen von Hertz nur bis auf eine Entfernung 2 m vom Erreger gefunden wurden, und zweitens die aus Fig. 2 ersichtlichen Stellen angenäherter Kreisschwingungen sich mehr und mehr der z-Achse nähern, so daß die elektrische Kraftwirkung hier äußerst gering und kaum noch wahrnehmber ist.

Um ein Urteil darüber zu gewinnen, wie es möglich ist, daß Hertz in ungefähr 2 m Entfernung vom Erreger Stellen angenäherter Kreisgebiete finden konnte, muß man offenbar die gesamte Verteilung der Amplituden- und Phasenverhältnisse im Kraftfeld eines Oszillators ins Auge fassen. Ich habe zu diesem Zweck in meiner Dissertation graphische Darstellungen des Verlaufes der Größen B und C und der Verhältnisse B/C, ebenso der Phasen β, γ und der Differenz $\beta - \gamma$ gegeben. Aber ich verweise hinsichtlich dieser ziemlich verwickelten Darstellung auf das Original und beschränke mich hier auf die Wiedergabe einer anderen Darstellungsart, die ein wesentlich einfacheres Bild des Verlaufes der in Betracht kommenden Größen gibt.

§ 4.

Wir führen an Stelle von $\mathfrak{E}_\varrho$ und $\mathfrak{E}_z$ diejenigen elektrischen Kraftkomponenten ein, die parallel und senkrecht zum Radiusvektor r verlaufen. $\mathfrak{E}_l$ sei die parallel zu r, d. h. in Richtung vom Erregungszentrum zu dem Aufpunkte in der Meridianebene des elektrischen

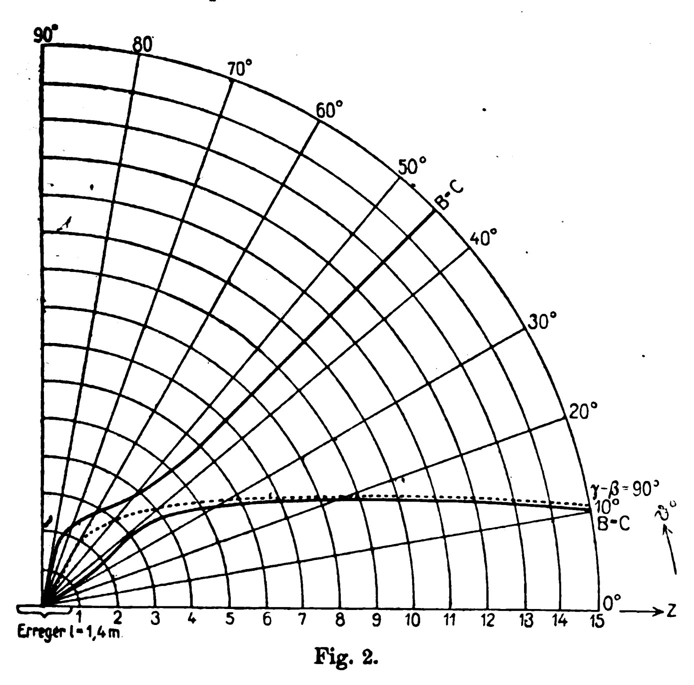


Fig. 2.

Feldes verlaufende Kraftkomponente, $\mathfrak{E}_t$ sei dem $\mathfrak{E}_l$ so zugeordnet, daß bei einer positiven Drehung um 90^0 innerhalb der Meridianebene $\mathfrak{E}_t$ in die Richtung von $\mathfrak{E}_l$ fällt. Wir können $\mathfrak{E}_l$ und $\mathfrak{E}_t$ als die longitudinale und die transversale Komponente bezeichnen.

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{E}_l &= \mathfrak{E}_\varrho \sin \vartheta + \mathfrak{E}_z \cos \vartheta \\ \mathfrak{E}_t &= \mathfrak{E}_\varrho \cos \vartheta - \mathfrak{E}_z \sin \vartheta \end{aligned}\right\} \quad (12)$$

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{E}_l &= -\frac{2\, e_0\, l \cos \vartheta}{r^3} (\sin \omega + x \cos \omega) \\ \mathfrak{E}_t &= -\frac{e_0\, l \cdot \sin \vartheta}{r^3} [(1 - x^2) \sin \omega + x \cos \omega)]. \end{aligned}\right\} \quad (13)$$

Setzt man analog zu (3):

$$\left.\begin{aligned}\mathfrak{E}_l &= - B' \sin(\omega + \beta'),\\ \mathfrak{E}_t &= - C' \sin(\omega + \gamma'), \text{ wo}\end{aligned}\right\} \quad (14)$$

$$\left.\begin{aligned}B' &= \frac{2 e_0 l}{r^3} \cos\vartheta \cdot \sqrt{1 + x^2}\\ C' &= \frac{e_0 l}{r^3} \sin\vartheta \sqrt{1 - x^2 + x^4}\\ \operatorname{tg}\beta' &= x\\ \operatorname{tg}\gamma' &= \frac{x}{1 - x^2},\end{aligned}\right\} \quad (15)$$

so ergeben die zu (4) analogen Bedingungen für die Kreisgebiete $B' = C'$ und

$$\gamma' - \beta' = \frac{\pi}{2}$$

selbstverständlich auch für diese Kraftkomponenten $\mathfrak{E}_l$ und $\mathfrak{E}_t$ keine wirklichen Kreisgebiete, denn schon die Gleichung

$$\operatorname{tg}(\gamma' - \beta') = x^3$$

zeigt, daß eine Phasendifferenz $\pi/2$ nur im Unendlichen möglich ist. Die Figg. 3 und 4 zeigen eine Übersicht über die Kurven der Werte:

$$B'/C' = 2 \operatorname{cotg}\vartheta \cdot \sqrt{\frac{1 + x^2}{1 - x^2 + x^4}}$$

und

$$\operatorname{tg}(\gamma' - \beta') = x^3$$

Die B'/C'-Kurven haben ein viel einfacheres Aussehen als die B/C-Kurven. Die B'/C'-Kurven bestehen aus nur einem Ast, der den größten Wert ϑ für $x^2 = \sqrt{3} - 1$, d. h. für $r = 1{,}28$ m erreicht und für $x = \sqrt{2}$, d. h. $r = 2{,}1$ m wieder denselben Winkel ϑ besitzt wie für $x = 0$. Von dieser Entfernung $r = 2{,}1$ m ab nimmt der Winkel ϑ für jede B'/C'-Kurve beständig ab; die Kurven nähern sich also der Erregerachse. Die Kurven, für die B'/C' beträchtlich < 1 ist, bleiben für kleines x in der Nähe der Richtung $\vartheta = 90^0$. Für $\vartheta = 0$ ist $\mathfrak{E}_t = 0$, während für $\vartheta = 90^0$ die longitudinale Komponente $\mathfrak{E}_l$ verschwindet und die transversale Komponente $\mathfrak{E}_t$ allein übrig bleibt. In großen Entfernungen vom Erreger überwiegt die transversale Komponente ganz beträchtlich die longitudinale Komponente, so daß dort die longitudinale Komponente ganz vernachlässigt werden kann. Das Verhalten der Amplituden stellt die Fig. 5 noch übersichtlicher

dar. Hier ist eine rechtwinklige Koordinatendarstellung für die Koordinaten C'/B' und r gewählt. Die C'/B'-Werte haben entsprechend den Maxima der B'/C'-Werte Minima in der Entfernung $r = 1{,}28$ m für jeden Winkel ϑ und erreichen in der Entfernung $r = 2{,}1$ m wieder denselben Wert für $r = 0$. Von der Entfernung $r = 2{,}1$ m ab steigen die C'/B'-Werte für jeden Winkel ϑ beständig; der Anstieg

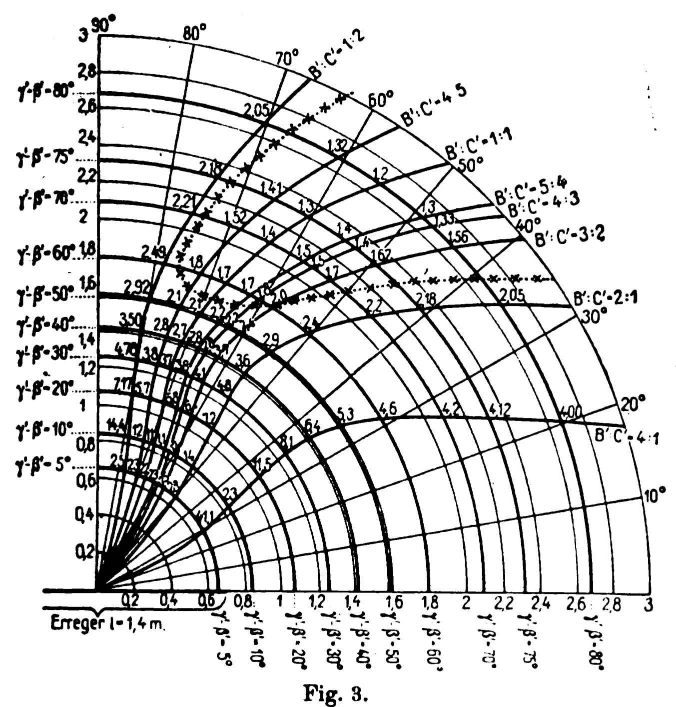


Fig. 3.

Die Zahlen an den Schnittpunkten der beiden Kurvenscharen bedeuten das Verhältnis der beiden Hauptachsen a/b der Schwingungsellipsen.

wird um so steiler, je größer der Winkel ϑ ist, d. h. die Amplitude C der transversalen Kraftkomponente herrscht in einem Punkte des Feldes um so mehr vor, je näher der Punkt an der Richtung $\vartheta = 90^0$ liegt, und bei gleichem ϑ, je größer r ist.

Die $(\gamma' - \beta')$-Kurven sind in Figg. 3 und 4 einfache Kreise, deren Radien erst von dem Werte $\gamma' - \beta' = 89^0\,59'$ ab rapid zunehmen und für $\gamma' - \beta' = 90^0$ den Wert $r = \infty$ erreichen. Diese einfache Abhängigkeit der $(\gamma' - \beta')$-Werte von r ist in Fig. 6 durch recht-

winklige Koordinaten dargestellt. Die $(\gamma' - \beta')$-Werte steigen im Intervall $r = 0$ bis 6 m rapid von 0^0 auf 89^0 an, um sich dann asymptotisch 90^0 zu nähern.

Die Zeichnung lehrt, daß Schwingungsellipsen mit angenäherter Kreisform, für die also das Verhältnis der Hauptachsen zwischen den Werten 1 und 2 liegt, von der Entfernung $r = 1.7$ m ab auftreten,

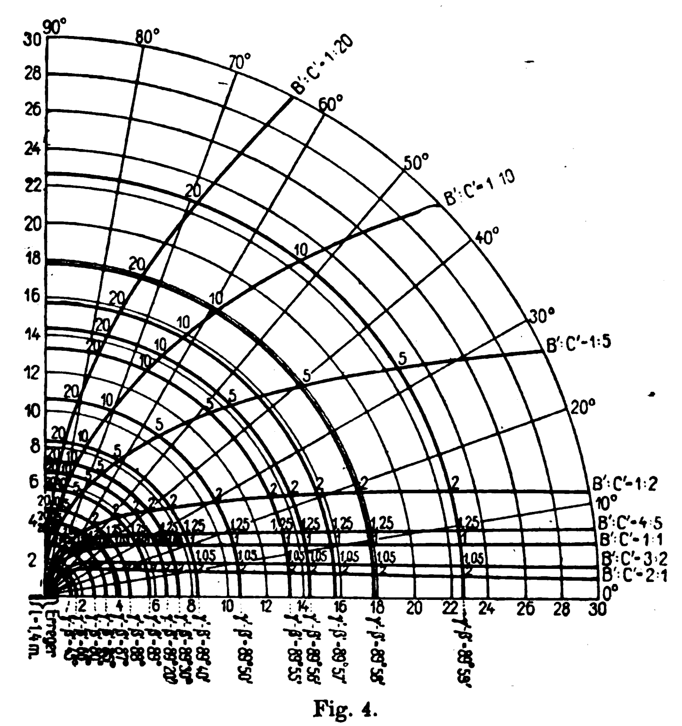


Fig. 4.
Die Zahlen an den Schnittpunkten der beiden Kurvenscharen bedeuten das Verhältnis der beiden Hauptachsen a/b der Schwingungsellipsen.

und daß ein streifenförmiges Gebiet ungefähr von dem Punkte $r = 1{,}7$ m, $\vartheta = 75^0$ ausgehend sich parallel der z-Achse entlang zieht, in dem diese angenäherten Kreispunkte existieren. Dieses Gebiet ist in Fig. 3 durch eine gekreuzte Linie umgrenzt. Ebenso läßt die Fig. 1 die angenäherten Kreisgebiete erkennen: für die Winkelwerte $\vartheta = 50$—70^0 kommen sich die a- und b-Kurven näher als für alle anderen Winkel ϑ, so daß für diese Werte von ϑ ungefähr von der Entfernung $r = 1{,}7$ m ab das Verhältnis a/b zwischen 1 und 2 liegt.

Wir können wohl die Vermutung aussprechen, daß wir hier die von Hertz gefundenen Stellen der undeutlichen Kraftrichtung vor uns haben. Übereinstimmung mit den Hertzschen Versuchen besteht hinsichtlich des Auftretens dieser Erscheinung bei einer bestimmten Entfernung vom Erreger. Das aus der Zeichnung ersichtliche Ergebnis, daß in einer Entfernung von ungefähr 2,2 m von der Erregerachse

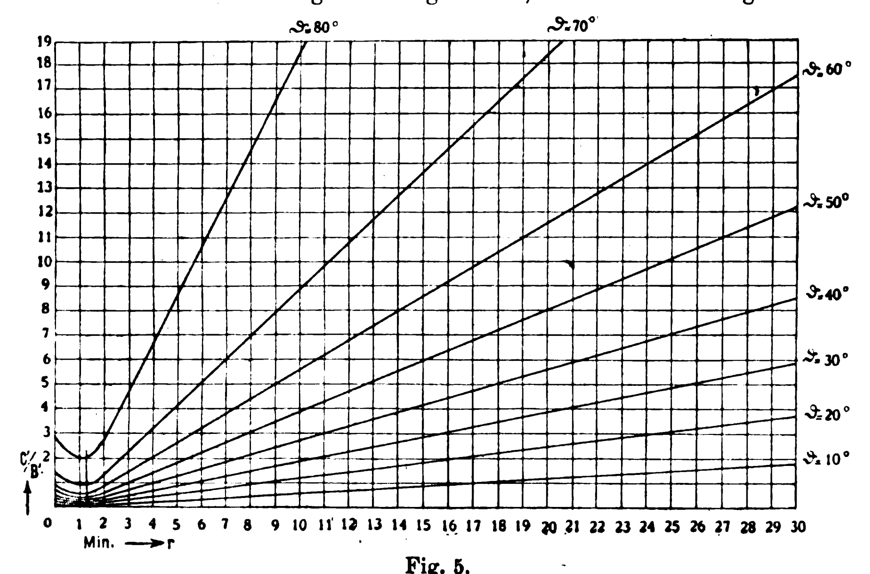


Fig. 5.

die Erscheinung am ausgeprägtesten ist, schließt sich nicht genau den Versuchsergebnissen an, denn der Versuch ergab eine Entfernung von etwa 1,5—2 m. Doch stimmen hierin nicht alle Angaben, die Hertz selbst an verschiedenen Stellen seiner Schriften gemacht hat, überein. Eine genaue Übereinstimmung mit dem Versuch ist auch nicht zu erwarten, denn die Rechnung von Hertz setzt einen elektrischen Dipol von Dimensionen voraus, die unendlich klein gegen die Wellenlänge sind. Der wirkliche Hertzsche Erreger war etwa ein Mittelding zwischen einem elektrischen Dipol und einem stabförmigen Erreger. Für den letzteren ist die genauere Theorie von Abraham entwickelt worden. Es ist außerdem sehr wohl möglich, daß die räumliche Ausdehnung des Resonators, den Hertz bei seinen Versuchen verwendete, und der nur den Mittelwert der Kraft für eine größere Strecke angibt, dazu beigetragen hat, die Unvollkommenheit der Kreisgebiete, die Hertz beobachtete, zu verdecken.

Da

$$x = \frac{2\pi r}{\lambda}$$

ist, so gelten die Resultate für einen Resonator, der auf die Wellenlänge $\lambda = 9{,}4247$ m abgestimmt ist. Je kleiner λ ist, um so näher liegen die Kreisgebiete an dem Erreger.

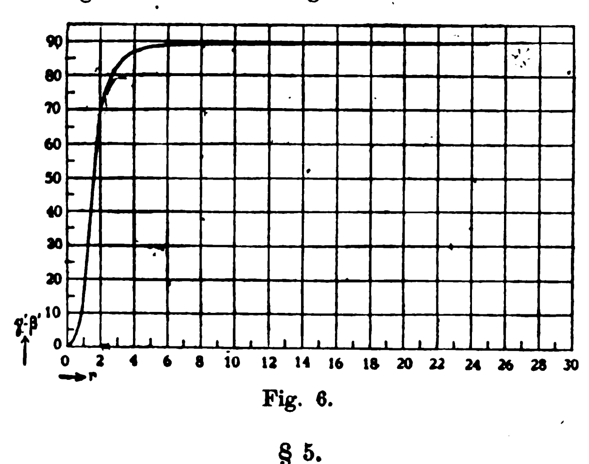


Fig. 6.

§ 5.

Ich gehe nun dazu über, dasselbe Problem für den Abrahamschen stabförmigen Erreger[1]) zu behandeln. Ich will mich dabei jenes Hertzschen Beweisganges bedienen, den ich oben in § 2 für den Hertzschen Dipol nur angedeutet habe.

Die Gleichungen der Kraftlinien hat Hack[2]) für seine graphischen Darstellungen nach der Abhandlung von Abraham für den Fall eines stabförmigen Erregers von der Länge gleich 2 aufgestellt. Sie lauten für die ungeradzahligen Schwingungen:

$$\cos 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda_n}\right) \cdot \cos\frac{\pi n y}{2} = \text{Const.} \tag{16}$$

n bedeutet eine ganze ungerade Zahl und gibt die Ordnung der Oberschwingungen an; λ_n ist die zugehörige Wellenlänge, x und y sind elliptische Koordinaten; ihre Längen sind gleich denen der großen Halbachsen der konfokalen Ellipsen bzw. Hyperbeln. Die Brennpunkte liegen in den Enden des Stabes, so daß die halbe Brennpunktsentfernung

1) M. Abraham, Ann. d. Phys. 66, S. 435, 1898.
2) F. Hack, Wied. Ann. 14, S. 529, 1904.

gleich 1 ist. Die Gleichungen der konfokalen Ellipsen bzw. Hyperbeln lauten:

$$\frac{\xi^2}{x^2} + \frac{\eta^2}{x^2 - 1} = 1$$

$$\frac{\xi^2}{y^2} - \frac{\eta^2}{1 - y^2} = 1$$

Es besteht also die Gleichung:

$$d s^2 = \frac{x^2 - y^2}{x^2 - 1} d x^2 + \frac{x^2 - y^2}{1 - y^2} d y^2 . \tag{17}$$

Wir stellen die Gleichung (16) für 2 Schwingungszustände auf, die um $T/4$ voneinander entfernt sind, und führen die Kraftliniensysteme dieser beiden Fälle als neue krummlinige Koordinaten u, v in die Rechnung ein:

$$\left.\begin{aligned} \cos\omega \cdot \cos\frac{\pi n y}{2} &= u \\ \sin\omega \cdot \cos\frac{\pi n y}{2} &= v \end{aligned}\right\} \tag{18}$$

$$2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda_n}\right)$$

ist dabei gleich ω gesetzt. Wir transformieren die Gleichung (17) auf die neuen Koordinaten [1]) [2]):

$$\begin{aligned} d s^2 = \Delta^2 \cdot (x^2 - y^2)\pi^2 \Bigg\{ & d u^2 \left[\frac{\sin^2\omega \sin^2\frac{\pi n y}{2}}{4(x^2 - 1)} u^2 + \frac{4\cos^2\omega\cos^2\frac{\pi n y}{2}}{\lambda_n^2(1 - y^2)}\right] + \\ & + 2\, d u\, d v \left[-\frac{\sin^2\frac{\pi n y}{2}}{4(x^2 - 1)} n^2 + \frac{4\cos^2\frac{\pi n y}{2}}{\lambda_n^2(1 - y^2)}\right] \sin\omega\cos\omega + \\ & + d v^2 \left[\frac{\cos^2\omega\sin^2\frac{\pi n y}{2}}{4(x^2 - 1)} n^2 + \frac{4\sin^2\omega\cos^2\frac{\pi n y}{2}}{\lambda_n^2(1 - y^2)}\right]\Bigg\}. \end{aligned}$$

Schreibt man diese Gleichung in der Form:

$$d s^2 = E\, d u^2 + 2 F\, d u\, d v + G\, d v^2, \tag{19}$$

1) Giessener Dissertation, gedruckt in Berlin 1916 von Emil Ebering.

2) Ann. d. Phys. 4. Folge, Bd. 51, S. 666.

so sind E, F, G die bekannten Gaussschen Funktionen aus der Flächentheorie. $F = 0$ ist die Bedingung für das Senkrechtstehen der Kraftlinien aufeinander:

$$\frac{\sin^2 \frac{\pi n y}{2}}{4(x^2 - 1)} n^2 = \frac{4 \cos^2 \frac{\pi n y}{2}}{\lambda_n^2 (1 - y^2)}. \tag{20}$$

Zufolge dieser Gleichung ist die 2. Bedingung, daß nämlich die Koordinatenlinien kleine Quadrate bilden, d. h. $E = G$ ist, im Gegensatz zum Hertzschen Erreger hier identisch erfüllt. Zur Bestimmung der Kreisgebiete steht uns hier also nur die Gleichung (20) zur Verfügung.

Da nach Abraham für einen stabförmigen Erreger, bei dem das Verhältnis der Dicke zur Länge hinreichend klein ist, $\lambda_n = 4/n$ ist, erhält (20) die Gestalt:

$$\operatorname{tg} \frac{\pi n y}{2} = \pm \sqrt{\frac{x^2 - 1}{1 - y^2}}. \tag{20a}$$

Diese Kurven sind in Fig. 7 in elliptischen Koordinaten x, y für die Werte $n = 1$ und $n = 3$ dargestellt.

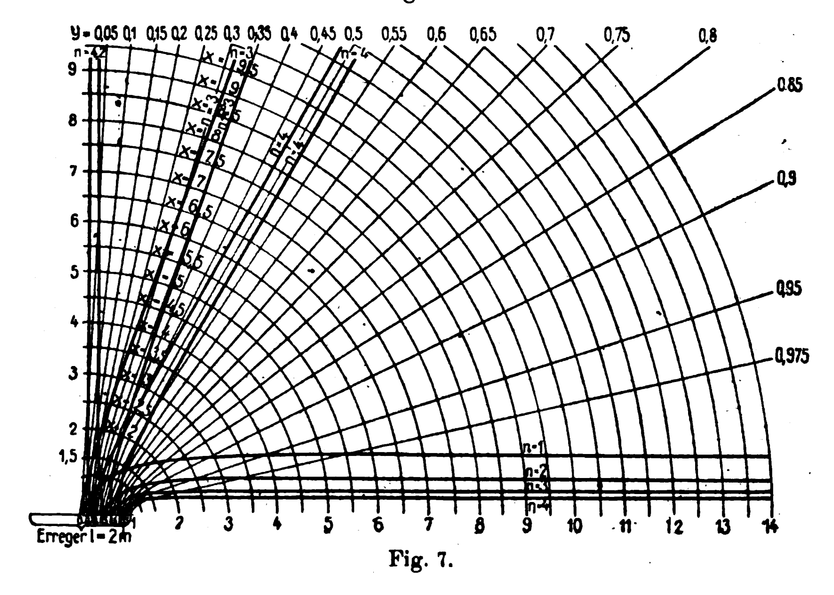


Fig. 7.

Die Kurve für die Grundschwingung $n = 1$ beginnt im Nullpunkt des ξ-, η-Koordinatensystems der konfokalen Ellipsen und Hyperbeln, d. h. im Erregerzentrum, steigt bis auf eine Entfernung 1,1 m

gegenüber den Endpunkten des Erregers an und verläuft von nun an asymptotisch zur Richtung der Erregerachse. Diese Kurve wirklicher Kreispunkte entspricht also genau dem Streifen angenäherter Kreisgebiete beim Hertzschen Erreger, der sich dort auch im bestimmten Abstand parallel zur Erregerachse ins Unendliche hinzieht. Der Hertzsche und der Abrahamsche Erreger weisen also in großer Entfernung vollkommene Übereinstimmung in bezug auf die Kreisgebiete auf.

Die Kurve für die 2. Oberschwingung $n = 3$ besteht aus 3 Ästen. Die Äste sitzen mit Spitzen in den Punkten

$$\begin{pmatrix} x = 1 \\ y = 0 \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \begin{pmatrix} x = 1 \\ y = 0{,}66 \end{pmatrix}$$

auf dem Erreger auf. Ein Ast verläuft vom Punkte

$$\begin{pmatrix} x = 1 \\ y = 0{,}66 \end{pmatrix}$$

aus angenähert parallel zur Kurve der Grundschwingung, aber in größerer Nähe der Erregerachse entsprechend dem oben erwähnten Umstande, daß für die kleinere Wellenlänge der Oberschwingung die Kreisgebiete näher der Erregerachse verlaufen. Die beiden anderen Äste der 2. Oberschwingung beginnen bei

$$\begin{pmatrix} x = 1 \\ y = 0 \end{pmatrix} \quad \text{bzw.} \quad \begin{pmatrix} x = 1 \\ y = 0{,}66 \end{pmatrix}$$

auf der Erregerachse und laufen beide asymptotisch auf die Richtung $y = 0{,}33$ zu. Diese Hyperbel $y = 0{,}33$ ist aber die Knotenlinie der 2. Oberschwingung, die in den Hackschen Zeichnungen als Schnitt der Meridianebene mit dem zweischaligen Umdrehungshyperboloid dargestellt ist und die drei Schwingungsräume der 2. Oberschwingung voneinander trennt. Die Ausgangspunkte

$$\begin{pmatrix} x = 1 \\ y = 0 \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \begin{pmatrix} x = 1 \\ y = 0{,}66 \end{pmatrix}$$

der Kreispunktskurven befinden sich in entgegengesetzten Schwingungsphasen, da die Wellenlänge $\lambda_3 = 4/3$ beträgt und an diesen Stellen die Schwingungsbäuche der 2. Oberschwingung liegen. Das Hineinlaufen dieser beiden entgegengesetzten Kreisschwingungen in die Knotenlinie $y = 0{,}33$ ist genau entsprechend der asymptotischen Annäherung der Grundschwingungskurve an die Achse. Das ist in allen diesen Fällen ein Zeichen dafür, daß die longitudinale Welle mit wachsender

Entfernung schneller an Intensität abnimmt als die transversale, und daß daher Kreisgebiete nur noch dort möglich sind, wo die transversale Welle sehr schwach ist, d. h. in der Nähe der Knotenlinien.

Für irgendeine ungeradzahlige Oberschwingung n bilden sich n Äste der Kreispunktskurve aus, die mit Spitzen in den Schwingungsbäuchen auf der Erregerachse an den Stellen

$$\left(\begin{aligned} x &= 1 \\ y &= \frac{\nu - 1}{n} \end{aligned}\right). \qquad (\nu = 1, 3, 5 \ldots n)$$

aufsitzen. Der eine der beiden von dem Punkte

$$\left(\begin{aligned} x &= 1 \\ y &= \frac{n - 1}{n} \end{aligned}\right)$$

ausgehenden Äste verläuft parallel zur Erregerachse ins Unendliche. Alle übrigen Äste gehen immer paarweise von Punkten entgegengesetzter Schwingungsphase aus und nähern sich immer paarweise asymptotisch den Knotenlinien

$$y = \frac{\nu}{n} \qquad (\nu = 1, 3, 5 \ldots n = 2).$$

Die Gleichungen der Kreisgebiete aller geradzahligen Oberschwingungen ergeben sich aus der Kraftliniengleichung für diese [1]) [2]):

$$\sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda_n}\right) \sin \frac{\pi n y}{2} = \text{Const.} \tag{21}$$

Hier bedeutet n eine ganze gerade Zahl. An Stelle der elliptischen Koordinaten x, y führen wir wieder neue krummlinige Koordinaten u, v durch die Gleichungen:

$$\left.\begin{aligned} \sin\omega \cdot \sin\frac{\pi n y}{2} &= u \\ \cos\omega \cdot \sin\frac{\pi n y}{2} &= v \end{aligned}\right\} \tag{22}$$

ein.

Analog (20) gilt hier für die Kreisgebiete die einzige Gleichung:

$$\frac{4\sin^2\dfrac{\pi n y}{2}}{\lambda_n^{\,2} \cdot (1 - y^2)} = \frac{n^2 \cos^2 \dfrac{\pi n y}{2}}{4(x^2 - 1)} \tag{23}$$

1) M. Abraham, l. c.
2) F. Hack, l. c.

oder da $\lambda_n = 4/n$ ist:

$$\operatorname{cotg} \frac{\pi n y}{2} = \pm \sqrt{\frac{x^2 - 1}{1 - y^2}}. \tag{23a}$$

Diese Kreispunktskurven sind in Fig. 7 in elliptischen Koordinaten x, y für die Werte $n = 2$ und $n = 4$ dargestellt. Die Kurve für die 1. Oberschwingung $n = 2$ besteht aus 2 Ästen, die mit einer Spitze im Punkte

$$\begin{pmatrix} x = 1 \\ y = 0{,}5 \end{pmatrix}$$

auf der Erregerachse aufsitzen. Ein Ast verläuft parallel zur Kreispunktskurve der Grundschwingung und zu denjenigen Ästen der ungeradzahligen Oberschwingungen, die sich asymptotisch der Erregerachse nähern. Von der Kreispunktskurve der Grundschwingung aus folgen die anderen Kurven wirklicher Kreispunkte auf die Erregerachse zu in der Reihenfolge der ganzen Zahlen 1, 2, 3 . . . Der 2. Ast der 1. Oberschwingung schließt sich asymptotisch an die Äquatorebene an.

Die Kreispunktskurve für die 3. Oberschwingung $n = 4$ besteht aus 4 Ästen, die Spitzen auf dem Erreger an den Schwingungsbäuchen

$$\begin{pmatrix} x = 1 \\ y = 0{,}25 \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \begin{pmatrix} x = 1 \\ y = 0{,}75 \end{pmatrix}$$

besitzen. Ein Ast verläuft parallel zur Grundschwingung, 2 Äste nähern sich mit entgegengesetzten Schwingungsphasen asymptotisch der Hyperbel $y = 0{,}5$ der Knotenpunkte, die als Schnittkurve der Meridianebene mit dem zweischaligen Umdrehungshyperboloid das elektromagnetische Feld zusammen mit der Äquatorebene in 4 Schwingungsräume teilt. Der 4. Ast endlich verläuft asymptotisch zur Äquatorebene.

Für irgendeine geradzahlige Oberschwingung n bilden sich n Äste der Kreispunktskurve aus, die mit Spitzen in den Schwingungsbäuchen auf der Erregerachse an den Stellen

$$\begin{pmatrix} x = 1 \\ y = \dfrac{\nu - 1}{n} \end{pmatrix} \qquad (\nu = 2, 4, \ldots n)$$

aufsitzen. Einer der beiden von dem Punkte

$$\begin{pmatrix} x = 1 \\ y = \dfrac{n - 1}{n} \end{pmatrix}$$

ausgehenden Äste verläuft parallel zur Erregerachse ins Unendliche, und einer der beiden von dem Punkte

$$\left(\begin{array}{l} x = 1 \\ y = \dfrac{1}{n} \end{array}\right)$$

ausgehenden Äste verläuft asymptotisch zur Äquatorebene. Die übrigen $n-2$ Äste gehen immer paarweise von Punkten entgegengesetzter Schwingungsphase, von den Schwingungsbäuchen, aus und nähern sich immer paarweise asymptotisch den Knotenlinien

$$y = \frac{\nu}{n} \qquad \left(r = 2, 4, 6 \ldots (n = 2)\right).$$

In der Nähe des Abrahamschen Erregers tritt durch die Schnittpunkte der verschiedenen Kreispunktskurven eine Häufung der Kreispunkte der Schwingungen aller Ordnungszahlen ein, so daß auch hier wie im Unendlichen eine gewisse Übereinstimmung zwischen dem Hertzschen und Abrahamschen Erreger besteht. Dies Ergebnis bestätigt wieder die Annahme, daß die wirklichen, experimentellen Ergebnisse in der Mitte liegen zwischen den Schlußfolgerungen aus dem Hertzschen und Abrahamschen Erreger.

§ 6.

Eine dem § 1 analoge Betrachtungsweise ergibt für den Abrahamschen Erreger eine Bestätigung der in § 5 gefundenen Kreispunktskurven. In der oben zitierten Abhandlung von Abraham[1]) sind für die beiden elektrischen Kraftkomponenten X und Y, die in Richtung der wachsenden x bzw. y verlaufen, also längs den Hyperbeln $y =$ konst. und den Ellipsen $x =$ konst., folgende Ausdrücke aufgestellt:

$$\left.\begin{array}{l} X = -e^{-p_n c t} \cdot \dfrac{1}{p_n} \cdot \dfrac{E_n'(y)}{\sqrt{x^2 - y^2}} \cdot \dfrac{\bar{H}_n(x)}{\sqrt{x^2 - 1}} \\ Y = -e^{-p_n c t} \cdot \dfrac{1}{p_n} \cdot \dfrac{E_n(y)}{\sqrt{x^2 - y^2}} \cdot \dfrac{\bar{H}_n'(x)}{\sqrt{1 - y^2}} \,. \end{array}\right\} \quad (24)$$

Ist der Erreger ein dünner Stab, so ist:

1) M. Abraham, l. c.

$$\left.\begin{aligned}
p_n &= -\frac{\pi i n}{2} \quad \text{und} \quad \lambda_n = \frac{4}{n} \\
E_n(y) &= \frac{2\,E_n'(1)}{p_n^2 \cdot e_n} \cos\frac{\pi n y}{2} \text{ für ungeradzahliges } n \\
E_n(y) &= \frac{2\,E_n'(1)}{p_n^2 \cdot e_n \cdot i} \sin\frac{\pi n y}{2} \text{ für geradzahliges } n \\
\bar{H}_n(x) &= \frac{E_n'(1)}{p_n^2 \cdot e_n} \cdot e^{p_n \cdot x}
\end{aligned}\right\} \qquad (25)$$

Setzt man (25) in (24) ein, trennt Reelles und Imaginäres und fordert für die Kreispunkte wieder die Gleichheit der Amplituden und eine Phasendifferenz $\frac{\pi}{2}$, so erhält man für ungeradzahliges n die Gleichung (20a) und für geradzahliges n die Gleichung (23a).

Eine dem § 4 entsprechende Darstellungsweise für die longitudinale und transversale Kraftkomponente des Erregers braucht für den Abrahamschen Erreger nicht durchgeführt zu werden, denn die Komponenten X und Y, die in Richtung der wachsenden x bzw. y, d. h. längs den Hyperbeln $y =$ konst. bzw. Ellipsen $x =$ konst. verlaufen, gehen für große Entfernungen in die longitudinale und transversale Komponente über. In großer Entfernung bleibt daher auch nur die transversale Komponente Y übrig.

Hierin stimmt der Abrahamsche mit dem Hertzschen Erreger überein. Auch der Bau der Formeln der übrigbleibenden transversalen Komponenten ist für beide Erreger in großen Entfernungen ungefähr derselbe.

Die vollkommene Übereinstimmung der transversalen Komponenten für beide Erreger in großen Entfernungen dürfte erst bei höherer Annäherung an den Wert von Y zu erreichen sein.

Der aus den Figg. 4 u. 7 ersichtliche übereinstimmende Verlauf der Kreispunktskurven des Hertzschen Erregers und der Grundschwingung des Abrahamschen Erregers ist im Original auch durch Rechnung bestätigt worden.

§ 7.

Wir fassen das Ergebnis unserer Untersuchungen in folgende Sätze zusammen:

1. Im elektromagnetischen Felde eines Oszillators existieren Stellen, an denen die elektrische Kraft keine eindeutige Richtung be-

sitzt, sondern nach allen Richtungen mit gleicher Stärke wirksam ist; diese Stellen heißen Kreisgebiete.

2. Im Felde des Hertzschen Oszillators kommen an keiner Stelle exakt ausgeprägte Kreisschwingungen der elektrischen Kraft vor.

3. In ungefähr 2,5 m Entfernung von der Erregerachse zieht sich parallel zu dieser Achse ein streifenförmiges Gebiet von ungefähr 3 m Breite hin, innerhalb dessen die elliptischen Kraftschwingungen des Hertzschen Oszillators angenähert als Kreisschwingungen angesehen werden können.

4. Im Felde des stabförmigen Abrahamschen Erregers kommen wirkliche Kreispunkte vor, und zwar liegen diese Kreispunkte in einer Linie, die sich in ähnlicher Weise wie der Streifen beim Hertzschen Erreger parallel der Erregerachse hinzieht. Außerdem verlaufen für die Oberschwingungen Kreispunktskurven asymptotisch zu den entsprechenden Knotenlinien. In großer Entfernung besteht hinsichtlich der Kreisschwingungen vollkommene Übereinstimmung zwischen dem Hertzschen und Abrahamschen Erreger. C.

(Eingesandt 25. Januar 1917.)

Adresse des Autors: Dr. Paul Caspar, Berlin-Oberschöneweide Bismarckstr. 27.

Ralph Bown, Innere Beziehungen in drahtlosen Empfängern vom Audiontyp. (Electrician **80**, 112—114, 1917.)

Der drahtlose Empfänger vom Audiontyp besteht aus einer entlufteten Glasröhre, welche drei Elektroden enthält. Diese sind eine heiße Kathode, welche Elektronen aussendet, und die für gewöhnlich ein Wolframfaden ist; eine kalte Metallplatte, welche in der Nähe der Kathode angeordnet ist und in bezug auf diese auf einem beträchtlich hohen positiven Potential gehalten wird, und ein Rost oder Gitter aus Metalldrähten, das zwischen diese beiden eingeschaltet wird. Diese Anordnung ist allgemein bekannt als Detektor in der drahtlosen Telegraphie oder als Verstärker elektrischer Impulse, beispielsweise von Telephonströmen. Viele ihrer Eigentümlichkeiten und Betriebseigenschaften sind durchaus erklärt worden, aber andere sind noch nicht in befriedigender Weise behandelt worden und werden einfach den Unregelmäßigkeiten der Elektrizitätsleitung durch Gase zugeschrieben. Der Verfasser hat seine eingehende Aufmerksamkeit der Wirkung des Gases in der gewöhnlichen Röhre vom Audiontyp zugewendet, und der Zweck der vorliegenden Veröffentlichung besteht darin, einige seiner Ergebnisse und Schlußfolgerungen wiederzugeben.

Theorie der Arbeitsweise.

Der Schwingungskreis, wie er in der gewöhnlichen Empfängerausrüstung für den drahtlosen Betrieb benutzt wird, ist der in Fig. 1 veranschaulichte. Er besteht aus drei Teilen, welche am negativen Ende des Fadens einen gemeinsamen Punkt haben. Diese drei Kreise sind: der Faden mit seiner Heizbatterie und seinem Regelungswiderstande; die Platte, die mit den Telephonhörern und der regelbaren

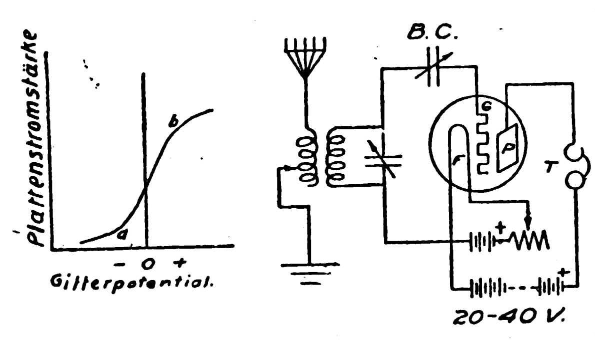


Fig. 1. Gewöhnlicher Audionempfänger für drahtlose Telegraphie.
F, Faden; *G*, Gitter; *P*, Platte; *B.C.*, Blockkondensator; *T*, Telephonhörer; *a*, *b*, Betriebskurve.

Hochspannungsbatterie in Reihe geschaltet ist, und das Gitter, das mit seinem Blockkondensator *B C* und dem mit dem Luftleiter gekoppelten abgestimmten Schwingungskreise in Reihe geschaltet ist.

Die Stärke des von dem heißen Faden zur Platte fließenden Elektronenstromes hängt von dem elektrostatischen Potential des Gitters in der Weise ab, wie es die Kurve in Fig. 1 anzeigt, und auf dieser Kurve als Grundlage hat man gewöhnlich die Arbeitsweise der Vorrichtung als Detektor für Hochfrequenzschwingungen in folgender Weise erklärt: Infolge des einseitigen Leitvermögens zwischen der heißen Kathode und einer kalten Elektrode werden die ankommenden Schwingungen zwischen dem Gitter und dem Faden gleichgerichtet und häufen auf dem Gitter und der damit verbundenen Platte des Blockkondensators eine negative Ladung an. Diese Abnahme des Gitterpotentials verursacht eine entsprechende Abnahme der Plattenstromstärke, wie solche von der Kurve angezeigt wird. Das Abklingen der Schwingungen gestattet der Ladung auf dem Gitter, durch das Gas zu entweichen, und die Plattenstromstärke nimmt wieder ihren normalen Wert an. Dieser Vorgang findet für jeden einzelnen Wellenzug der gedämpften Schwingungen statt, und wenn diese in rascher Aufeinanderfolge auftraten,

beiswielsweise, wenn sie von einem musikalischen Funkensender ausgehen, so entsteht in den Telephonhörern durch die Änderungen in der Plattenstromstärke ein musikalischer Ton. Häufig wird in dem Schwingungskreise der Blockkondensator fortgelassen, und dann entsteht eine metallische Verbindung zwischen dem Gitter und dem Faden durch die Abstimmungsspule. Für eine derartige Schaltung hat man eine andere Erklärungsweise angewandt. Man nimmt an, daß das Gitterpotential normalerweise auf einem Punkte auf einer der beiden Krümmungen der Kurve gehalten wird, etwa bei (*a*) oder bei (*b*). Wenn dann das Gitterpotential infolge der ankommenden Signale um diesen Mittelwert hin- und herschwankt, erfolgen die Änderungen der resultierenden Plattenstromstärke wegen der Asymmetrie der Kurve nicht in symmetrischem Wechsel um den Normalwert, sondern haben eine Gleichstromkomponente. Somit erzeugt jeder einzelne Wellenzug einen einseitig gerichteten Impuls in den Telephonen, und die rasche Aufeinanderfolge dieser Impulse ergibt den musikalischen Ton.

Die Einregelung einer Röhre auf die Erzeugung der besten Ergebnisse erfordert eine sorgfältige Handhabung des Plattenpotentials und der Fadenstromstärke. Zur Erleichterung dieser Einregelung wurde ein künstlicher Schwingungskreis gebaut, wie er in Fig. 2 dargestellt

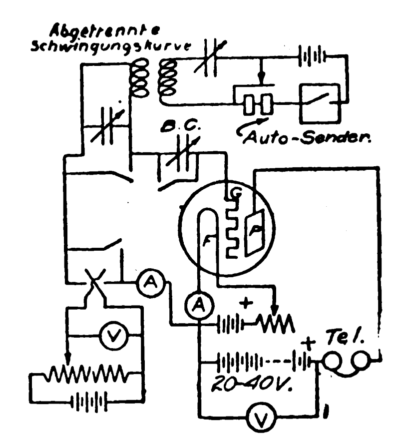


Fig. 2. Prüfkreis.

ist. Der Fadenkreis und der Plattenkreis waren, abgesehen von der Zuschaltung eines Voltmeters und eines Amperemeters, mit denen der Fig. 1 identisch. In den Gitterkreis wurden ein Amperemeter, ein Potentiometer mit Schaltvorrichtungen zum Ein- und Ausschalten und

einem Voltmeter zur Messung der Einstellung, ein Blockkondensator (*BC*) mit einem Kurzschlußschalter und ein gleichfalls mit einem Kurzschlußschalter ausgerüsteter abgestimmter Schwingungskreis zum Empfang von Signalen vom Summer und vom selbsttätigen Telegraphensender in dem künstlichen Luftleiterkreise eingeschaltet, mit dem der Gitterkreis gekoppelt, und auf den er abgestimmt ist. Mit dieser Anordnung ließ sich ein Detektor auf die besten Arbeitsbedingungen für wirkliche Signale entweder mit ausgeschaltetem Potentiometer und eingeschaltetem Blockkondensator, oder umgekehrt, einstellen. Dann konnte man, je nach Belieben, mit kurzgeschlossenem Blockkondensator, eingeschaltetem Potentiometer und mit Signalempfang mittels des abgestimmten Schwingungskreises oder mit Ausschaltung dieses Kreises die Kurven des Gitterpotentials in seiner Abhängigkeit von der Plattenstromstärke und von der Gitterstromstärke beobachten.

Die angestellten Beobachtungen zeigen die Richtigkeit der gewöhnlichen Erklärung für die Arbeitsweise des Audions mit einem Blockkondensator, sie geben einige neue Aufschlüsse über den Betrieb ohne Blockkondensator und liefern eine Grundlage für eine Theorie der inneren Beziehungen in der Röhre. In den Kurven bedeuten Werte der Stromstärke oberhalb der Linie für die Stromstärke Null, daß negative Elektronen zu der in Frage stehenden kalten Elektrode (nämlich zum Gitter oder zur Platte) hinfließen, während die Werte unterhalb der Linie für die Stromstärke Null bedeuten, daß positive Ionen zur kalten Elektrode hinfließen. Das Potential des gemeinsamen Punktes am negativen Ende des Fadens wird zu Null angenommen, und von ihm aus werden die Spannungen des Gitters und der Platte gemessen. Die oberen Kurven zeigen die Beziehung zwischen Gitterpotential und Gitterstromstärke, und die unteren Kurven zeigen die gleichzeitige Beziehung zwischen Gitterpotential und Plattenstromstärke. Die bei den Kurven angezeichneten Potentiale beziehen sich auf die Platte. Einige typische Diagramme sind in den Figg. 3 und 4 wiedergegeben. Der eigentliche Schlüssel zum Verständnis der Wirkungsweise des Audions liegt nicht in der Kurve für die Plattenstromstärke, sondern in der Kurve für die Gitterstromstärke, und auf diese Kurve gründen sich zum größten Teile die nachstehenden Auseinandersetzungen. Die charakteristischen Beziehungen für zwei Punkte bester Einstellung als Detektor sind in Fig. 3 dargestellt. Daß die Fig. 3 tatsächlich einen typischen Fall darstellt, und daß Bemerkungen, die zu dieser Figur gemacht werden, für jeden beliebigen ähnlichen Detektor gelten, wird aus einem Vergleich mit der Fig. 4 ersichtlich.

Diese letztere Figur ist eine zeichnerische Zusammenstellung vergleichbarer Kurven, die willkürlich aus einer großen Anzahl von Detektoren vom Audiontyp vieler verschiedener Fabrikate und Formen unter Einschluß einiger Versuchsröhren ungewöhnlicher Abmessungen entnommen worden sind. Die Kurven der Fig. 4 haben alle ähnliche Gestalt und

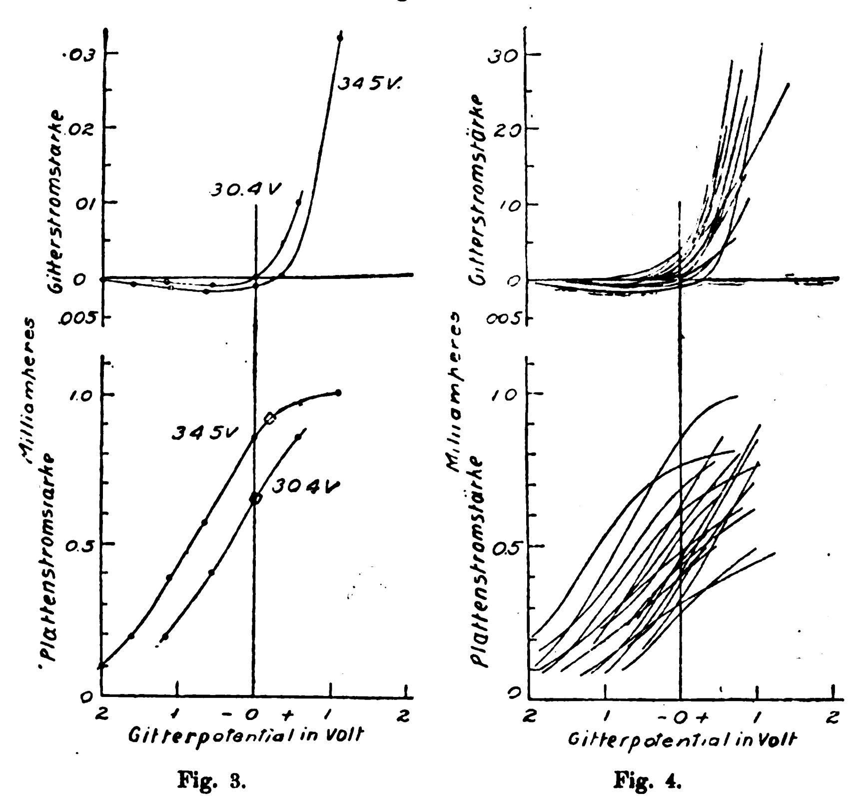


Fig. 3. Fig. 4.

ähnlichen Charakter und werden, wie sich im Lichte der nachfolgenden Bemerkungen zeigen wird, durch dieselben Erwägungen bestimmt.

Aus Fig. 3 geht hervor, daß an der Röhre positive Ionen vorhanden sind, und daß einige von ihnen zum Gitter hingezogen werden, denn die Gitterstromstärke schneidet die Linie für die Stromstärke Null und unterschreitet sie. Wenn ein Blockkondensator in den Gitterkreis eingeschaltet wird, kann kein Strom durch ihn hindurchfließen, und folglich muß das Gitter das Potential annehmen, bei welchem die Gitterstromstärke Null wird. Die Quadrate auf den Kurven für die

Plattenstromstärke bezeichnen die mit eingeschaltetem Blockkondensator gemessenen Werte und bestätigen, wie bei Vergleichung mit der Gitterstromstärke bei den gleichen Ordinaten ersichtlich werden wird, die vorstehende Behauptung. Wenn dem Gitter eine Gruppe von Spannungsschwingungen aufgezwungen wird, so übersteigen die ihm während der positiven Halbwellen angesammelten negativen Ionen an Zahl bei weitem die während der negativen Halbwellen gesammelten positiven Ionen. Das Gitter erreicht einen Überschuß an negativen Ladungen, nimmt ein stärker negatives Potential an, weicht dabei auf seiner Kurve nach links aus und verursacht dabei zugleich eine Verringerung der Plattenstromstärke. Wenn die Schwingungsgruppe vorübergegangen ist, bleibt das Gitter auf einem Potential zurück, auf welchem es eine positive Ladung an sich zieht, welche den bisherigen Zustand neutralisiert. Das Gitterpotential bewegt sich wieder auf die Lage der Stromstärke Null zurück und gestattet dadurch der Plattenstromstärke auf ihren Normalwert zu steigen. Die Kurven zeigen im einzelnen, wie eben dieser Vorgang erfolgt.

Es ist dem Verfasser niemals gelungen, ein Audion auf der unteren Krümmung der Kurve für die Plattenstromstärke überhaupt gut arbeiten zu lassen: aus diesem Grunde hat er denn auch diese Lage aus seiner Betrachtung ausgeschaltet. Hingegen hat sich ergeben, daß sich ein gutes Arbeiten ohne den Blockkondensator nicht nur auf der oberen Krümmung, sondern auch ebenso gut auf dem geradlinigen Teile der Kurve erreichen läßt. Tatsächlich arbeitet in vielen Fällen ein Detektor ebenso gut auf dem geradlinigen Teile der Kurve, einerlei ob ein Blockkondensator benutzt wurde, oder nicht, und gelegentlich besser ohne einen solchen.

Zwei experimentell festgestellte Tatsachen führen zu dem Schlusse, daß die Krümmung in der Kurve für die Plattenstromstärke ein sehr untergeordneter Faktor ist. Die erste dieser Tatsachen ist die, daß der Betrieb nicht von dieser Krümmung abhängt, sondern ebenso befriedigend auf den geradlinigen Teilen der Kurve vor sich gehen kann. Die zweite Tatsache ist die, daß, wie sich herausgestellt hat, der beste Punkt mit der Krümmung in der Kurve der Gitterstromstärke verknüpft ist. Beim Empfange lauter Signale war es sehr merklich, daß das Mikroamperemeter im Gitterkreise bei jedem Punkt oder Strich einen Impuls in der Richtung empfing, welche einen großen augenblicklichen Überschuß an zum Gitter hinfließenden negativen Ionen anzeigte.

Da wir nun wissen, daß im Durchschnittsfalle der Detektor auf

der geradlinigen Strecke der Kurve für die Plattenstromstärke arbeitet, und daß daher diese nur insofern von Bedeutung ist, als ihre Neigung geringe Änderungen erleiden kann, können wir nunmehr die Gestalt der Kurve für die Gitterstromstärke als durch die Plattenspannung und die Fadenstromstärke beeinflußt ansehen. Eine Zunahme der Plattenspannung bei konstanter Fadenstromstärke hat die allgemeine Wirkung, die Kurve der Gitterstromstärke nach unten und nach rechts zu verschieben, eine Zunahme der Fadenstromstärke bei konstanter Plattenspannung aber hat eine entgegengesetzte Wirkung: die Kurve wird nach oben und nach links verschoben. Damit die Krümmung in der Kurve für die Gitterstromstärke an die richtige Stelle zu liegen kommt, müssen diese beiden Veränderlichen entsprechend eingestellt werden. Da sie in entgegengesetzten Richtungen wirken, wird eine Zunahme der einen durch eine Zunahme der anderen teilweise ausgeglichen, und umgekehrt. Man beobachtet daher oft, daß man durch Verstärkung sowohl der Plattenspannung als auch der Fadenstromstärke mehrere befriedigende Einstellungen finden kann, obgleich für gewöhnlich nur eine einzige unter diesen die empfindlichste sein wird. Die Gründe für das Verhalten der Kurven lassen sich aus den in der Röhre vor sich gehenden Ionisationserscheinungen ableiten.

Wirkung des Gases.

Wie Langmuir[1]) gezeigt hat, ist bei Abwesenheit jeglichen Gases die Stärke des von einer Elektronen aussendenen Kathode zu einer zweiten Elektrode als Anode fließenden Elektronenstromes eine Funktion der Geometrie des Systems und der Spannung zwischen den Elektroden und unabhängig von der Aussendungsgeschwindigkeit, solange die Sättigungsstromstärke nicht erreicht wird. Langmuir hat Kurven mitgeteilt, welche die Erscheinung veranschaulichen sollen, und welche denen der Fig. 5 sehr ähnlich sind; die Erscheinung selbst wird als Folge der „Raumladung" erklärt. Die Erklärung ist kurz folgende: Die Emission seitens eines Fadens wird bestimmt durch seine Zusammensetzung, seine Oberfläche und seine Temperatur, gemäß dem bekannten Gesetz von Richardson[2]). Wenn die Temperatur des Fadens über den Punkt hinaus gesteigert wird, bei welchem die Emission einsetzt, werden zunächst alle Elektronen zur Anode hingezogen, und der Strom ist gesättigt. Schließlich aber wird eine

---

1) Langmuir, Phys. Rev. (2) 2, 450, 1913.
2) Richardson, The Emission of Electricity from hot Bodies, Kap. I u. II.

gewisse Gleichgewichtsdichte der negativen Ladungen in dem Raume zwischen den Elektroden erreicht, welche die positive Ladung auf der Anode in dem Maße maskiert, daß der Gradient des elektrischen Feldes auf der Oberfläche der Kathode auf Null oder nahezu auf Null vermindert wird. Die negative Raumladung verhindert somit ein weiteres Anwachsen der Anodenstromstärke, einerlei wie stark die Emission gesteigert werden mag. Nun ist das Audion von dem idealen System zweier Elektroden Langmuirs in zweierlei Hinsicht verschieden; das

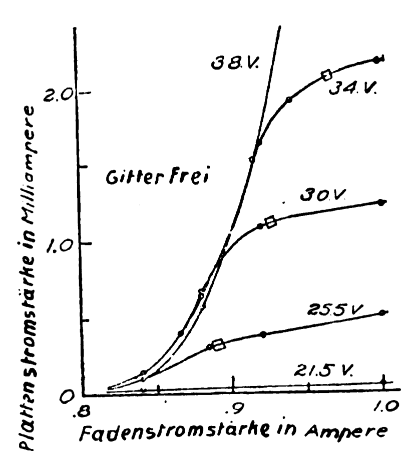


Fig. 5.

elektrische Feld wird durch die Zwischenschaltung des Gittergliedes stark verändert, und wir haben das Vorhandensein eines ionisierbaren Gases.

Da sich das Gitter immer nahezu auf dem Potential Null befindet, ist die Stärke des elektrischen Feldes zwischen dem Gitter und dem Faden sehr gering, und infolge des Potentialgefälles längs des Fadens, das durch den Heizstrom erzeugt wird, wird der Feldgradient vom Gitter aus gegen das positive Ende des Fadens hin immer stärker negativ. Unter der Annahme, daß keinerlei Gas vorhanden wäre, würde die Platte somit durch die Schirmwirkung des Gitters daran verhindert werden, viel Elektronen anzuziehen, denn selbst obgleich die Platte imstande ist, ihren Einfluß weit hinab zwischen die Gitterstäbe zu erstrecken, ist der Einfluß doch so schwach, daß er durch eine sehr geringe räumliche Elektronenladung neutralisiert wird, sofern das Gitter nicht sehr grob ist oder nicht sehr hohe Plattenspannungen zur An-

wendung gelangen. Nun wirken die Einführung von Gas und die dadurch hervorgerufene Bildung positiver Ionen dahin, die Wirkung des Gitters in gewissem Sinne zu vernichten. Einige der Ionen können in der Nähe des Fadens durch Zusammenstoß positiver Ionen mit Gasmolekülen oder vielleicht spontan infolge der hohen Temperatur des Gases in der Nähe der heißen Oberfläche gebildet werden, aber die große Mehrzahl von ihnen wird durch Zusammenstoß von Elektronen mit Gasmolekülen in dem Gebiete zwischen dem Gitter und der Platte erzeugt, denn dort erreichen die Elektronen die größten Geschwindigkeiten. Unabhängig davon, wo die positiven Ionen entstehen, sie werden gegen das Gitter hingezogen als nach der Stelle niedrigsten Potentials. Die außerhalb des Gitters befindlichen treffen, wenn sie nach diesem hingezogen werden, entweder auf es auf und werden absorbiert, oder sie schießen zwischen den Stäben hindurch und bombardieren den Faden, oder gesellen sich infolge von Ablenkungen durch Zusammenstöße zu der Zahl der innerhalb des Gitters vorhandenen, die unter dem Einflusse des schwächeren Feldes langsamer zu ihm hintreiben. Es verbreitet sich alsdann innerhalb des Gitters ein inniges Gemisch positiver und negativer Ionen, und das Vorhandensein von Ionen beider Arten veringert stark jede etwa von der räumlichen Ladung der einen Art herrührende Wirkung. Aus diesem Grunde wird die Anzahl der Elektronen, welche das elektrische Feld der Platte durch das Gitter hindurch anziehen kann, stark über die Anzahl hinaus gesteigert, welche angezogen werden kann, wenn nur negative Ionen zugegen sind und ihre räumliche Ladung voll wirksam ist. Das Gitter und die positiven Ionen haben einander dann bei stetigem Zustande teilweise aufgehoben; das zeigt sich durch die Größe der Plattenstromstärke und durch die vorerwähnte Ähnlichkeit der für ein Audion gewonnenen Kurven mit den vergleichbaren Kurven für den Fall, daß das Gitter und das Gas fehlen. Die charakteristischen Kurven für die Plattenstromstärke und die Gitterstromstärke als Funktionen des Gitterpotentials lassen sich jetzt erklären.

Kurven der Plattenstromstärke.

Die Kurve der Plattenstromstärke ändert sich innerhalb gewisser Grenzen direkt proportional dem Gitterpotential, denn das Gitterpotential bestimmt (unter sonst konstant bleibenden Verhältnissen) das elektrische Feld innerhalb des Gitters und daher die Anzahl der Elektronen, welche zwischen den Gitterstäben hervor zur Platte gezogen werden.

Kurven der Gitterstromstärke.

Da das Gitter normalerweise auf seiner ganzen Länge negativ gegen den benachbarten Faden ist, so widersetzt sich das elektrische Feld der Absorption von Elektronen seitens des Gitters, und dieses nimmt sehr wenige auf. Die positiven Ionen hingegen werden auf seiner ganzen Länge zu ihm hingezogen, und, wie die Kurven lehren, erhält es von ihnen den Sättigungsstrom. Ändert man das Gitterpotential aus einem negativen in ein positives, so hat dies zur Folge, daß ein Teil des Gitters beginnt, Elektronen anzuziehen, und der große Vorrat an solchen gestattet ihm, eine große Menge von ihnen anzuziehen. Sonach hat die Kurve für die Gitterstromstärke einen kleinen, nahezu konstanten Wert unterhalb der Nullinie für negative Gitterpotentiale und steigt in der Nachbarschaft des Potentials Null scharf an, wenn die Anziehung von Elektronen beginnt. Die Lage der Biegung und die absoluten Werte der Ordinaten der Gitterstromstärke werden durch die Fadenstromstärke und das Plattenpotential bestimmt und ferner durch die Gestalt der Elektroden und durch die Natur und den Druck des Gases. Ihren Einfluß üben diese Faktoren durch ihre Wirkung auf die Gesamtheit der Elektronen zwischen den Elektroden aus. Es besteht immer Gleichheit zwischen der Zufuhrgeschwindigkeit und der Beseitigungsgeschwindigkeit der Ionen beider Arten, aber die Gleichgewichtszahlen der vorhandenen Ionen und die absoluten Werte der Geschwindigkeiten hängen von den bestehenden physikalischen Bedingungen ab, wie sie durch die erwähnten Faktoren bestimmt werden. Bei niedrigen Plattenspannungen werden sehr wenige positive Ionen gebildet, und die Ladungen, welche von dem Gitter gesammelt werden und den Gitterstrom bilden, können immer aus einem Überschuß an Elektronen bestehen. In dem Maße, wie das Plattenpotential gesteigert wird, werden mehr positive Ionen gebildet und leisten einen Beitrag zum Gitterstrom, während die gesteigerte elektrische Feldstärke zur Folge hat, daß die Elektronen in der Nachbarschaft des Gitters ein stärkeres Bestreben haben, zwischen den Stäben hervor zur Platte gezogen zu werden, und ein geringeres Bestreben, das Gitter zu treffen, so daß ein höheres positives Potential auf dem Gitter erforderlich ist, damit viele von ihnen angezogen werden. Diese beiden Dinge zusammen haben eine Verschiebung der Kurve für die Gitterstromstärke nach unten und nach rechts zur Folge. Eine Steigerung der Fadenstromstärke ruft eine entgegengesetzte Wirkung hervor, und zwar deshalb, weil sie den verfügbaren Vorrat an Elektronen

steigert und dadurch ihre Neigung, das Gitter zu treffen, erhöht. Gleichzeitig erniedrigt sie die Anzahl der positiven Ionen etwas, weil die vermehrte Anzahl der Elektronen, die aus dem Faden hervorgehen und innerhalb des Gitters einen begrenzten Flug mit geringer Geschwindigkeit ausführen, eine günstige Bedingung für eine vermehrte Wiedervereinigung bietet.

Der beste Betriebspunkt auf den Kurven liegt in jedem einzelnen Falle gerade oberhalb des Knies, wie er durch die Quadrate bezeichnet wird. Diese Tatsache lehrt im Verein mit der vorstehenden Erörterung, daß der empfindlichste Punkt, nämlich der Punkt, an welchem die vorteilhafteste Biegung der Kurve für die Gitterstromstärke bei dem Werte Null für die Stromstärke auftritt, und wo man die günstigste Beziehung zwischen dem Flusse der positiven und jenen der negativen Ionen zum Gitter hin erhält, daß dieser empfindlichste Punkt mit jenem Punkte identisch ist, wo die Platte außerstand zu sein beginnt, noch irgendwie weitere Elektronen von hinter dem Gitter her hervorzuziehen, selbst wenn beträchtlich viel mehr von ihnen geliefert werden. Bei höheren Fadentemperaturen ist ein Überschuß an Elektronen vorhanden, und wenngleich die meisten von ihnen zum Faden zurückkehren, werden doch einige auf das Gitter gezwungen, selbst wenn dieses sich auf einem negativen Potential befindet; das bedeutet, daß die Krümmung sich sanft ausgleicht und vielleicht auch über die Linie für die Gitterstromstärke Null erhoben wird. Bei niedrigeren Temperaturen sind nicht genügend Elektronen vorhanden, um das Bedürfnis der Platte zu erfüllen, und das elektrische Feld in der Nähe des Gitters wird so verändert, daß das Gitter selbst dann nicht leicht Elektronen annehmen kann, wenn es leicht positiv ist. Die positiven Ionen bilden den Hauptbestandteil des Stromes, und die Biegung tritt weniger scharf und vielleicht unterhalb der Nullinie der Stromstärke auf. Somit sind oberhalb oder unterhalb der günstigsten Fadentemperatur die Bedingungen für die Empfindlichkeit weniger günstig, besonders bei Anwendung des Blockkondensators. Hierdurch wird klar, weshalb beim gewöhnlichen Gebrauch des Audions die Einstellung der Fadenstromstärke die letzte und schwierigste Einstellung ist.

Die für die beste Einstellung erforderliche Plattenspannung und Fadenstromstärke hängen von der Natur und dem Drucke des Gases und von den Abmessungen der Elektroden ab, denn diese Dinge beeinflussen den Betrag der Ionisation und die Gestalt des elektrischen Feldes. Eine Abnahme des Gasdruckes in einer Röhre erfordert eine erhöhte Plattenspannung, um die Röhre auf die beste Bedingung zu

bringen. Das bemerkt man häufig in einer Röhre, die einige Zeit hindurch beständig benutzt wird. Die „Reinigung“ des Gases erniedrigt den Druck, und die Plattenspannung muß von Zeit zu Zeit gesteigert werden, bis schließlich die Röhre ausgesondert oder der Gasdruck durch Erwärmen der Glaswandung wieder hergestellt werden muß. Der Grund hierfür ist, daß die infolge verminderter Anzahl von Gasmolekülen verringerte Erzeugung positiver Ionen durch die Steigerung der Ionisation und die Verschiebung der Kurve für die Gitterstromstärke ausgeglichen werden muß, die durch höhere Plattenspannung hervorgerufen werden können. Alle Versuche des Verfassers sind mit dem Gasreste aus dem gewöhnlichen Entluftungsapparate ausgeführt worden, und in diesem Falle betrug der günstigste Druck 0,005 mm bis 0,010 mm Quecksilber. Dieses Gas besteht zweifellos in der Hauptsache aus Stickstoff und Wasserdampf mit einer Spur von Quecksilberdampf, Öldampf usw. Ohne Zweifel werden Änderungen in der Natur des Gases in einer Röhre einigen Einfluß auf die charakteristischen Eigenschaften der Betriebskurven haben, denn sie werden von Änderungen des Ionisierungspotentials begleitet sein. An einer Röhre, welche ionisierbares Gas enthält, und welche als Detektor benutzt wird, kann man ohne merkliche Wirkung auf die Höchstempfindlichkeit erhebliche Änderungen an der Gestalt und der Größe der Elektroden vornehmen, weil die Änderungen durch die sie notwendig begleitenden Veränderungen der Plattenspannung und der Fadenstromstärke reichlich ausgeglichen werden. Dies gilt nicht für solche Verstärker, welche sehr wenig Gas enthalten. Änderungen der Empfindlichkeit beobachtet man häufig, wenn man ein magnetisches Feld auf die Röhre einwirken läßt. Diese Änderungen rühren von der Wirkung des Feldes her, die sich dadurch äußern, daß sie die Bahnen der Elektronen verschiebt und somit den Betriebskurven, je nach Lage des Falles, mehr oder minder günstige veränderte Gestalt verleiht. Solche Röhren, in denen das Gitter und die Platte den Faden nur teilweise einschließen, werden durch ein Magnetfeld am stärksten beeinflußt.

Abnormen Verhältnissen begegnet man dann, wenn die Plattenspannung erheblich über den gewöhnlichen Wert hinaus gesteigert wird. Es erscheint in der Röhre eine leuchtende Entladung, die als hellblau gefärbte Wolke zwischen Gitter und Platte zu sehen ist und sich zuweilen um das Gitter herum gegen das negative Ende des Fadens hin erstreckt. Sie wird durch die aktive und gründliche Ionisation des Gases durch Elektronenbombardement hervorgerufen. Das Auftreten des blauen Glühlichts wird häufig durch ein Zischen in den Tele-

phonen angekündigt, das dem Zischen eines mit zu hoher Stromdichte betriebenen gewöhnlichen elektrischen Lichtbogens ähnlich ist. In solchen Röhren, in denen der Faden durch das Gitter und die Platte nur teilweise geschirmt wird, kann die Glüherscheinung bei hohen Spannungen die ganze Röhre erfüllen. Bei einer solchen Erhöhung der Plattenspannung erleiden die charakteristischen Kurven eines Audions gründliche Veränderungen, wie solche in Fig. 6 in typischer Form wiedergegeben sind. Die Kurven für 22,5 Volt sind die normalen,

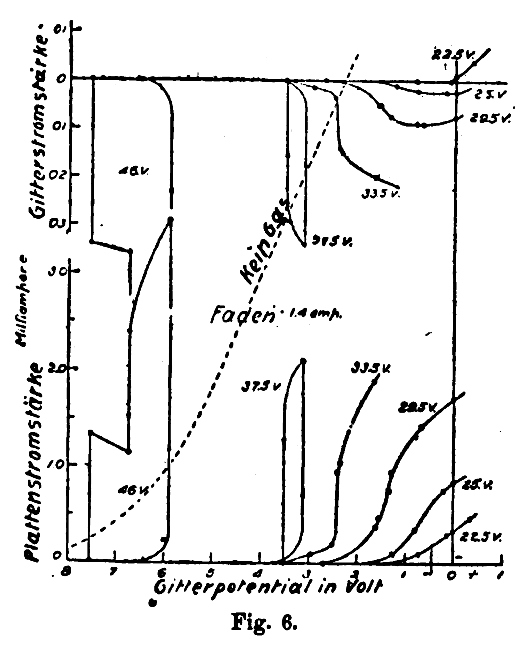


Fig. 6.

bei denen mit oder ohne Blockkondensator eine gute Detektorwirkung festzustellen ist. Auf den Kurven für 25 Volt kann man die Röhre ohne den Blockkondensator recht gut arbeiten lassen. Zwischen den Kurven für 25 Volt und für 33,5 Volt ist die Röhre ein recht mäßiger Detektor, obschon sie als Verstärker ganz gut arbeitet, aber über 33,5 Volt hinaus ist sie für beide Zwecke praktisch nutzlos. Die folgenden Kurven nehmen weiter und weiter links gelegene Stellen ein, weil die Schirmwirkung des Gitters durch die zunehmende Plattenspannung vermindert wird. Nicht nur wird die Anzahl der zu dem Gitter hingezogenen positiven Ionen mit steigernder Plattenspannung größer, sondern es zeigt auch die Gestalt der Kurve für die Gitter-

stromstärke, wenn man sie umkehrt, eine eigentümliche Ähnlichkeit mit jener für die Plattenstromstärke. Die beiden Kurven sind auf dieser Stufe teilweise voneinander abhängig. Eine Zunahme der Ionisation verändert die Verhältnisse rings um das Gitter, wie zuvor auseinandergesetzt, in der Weise, daß sie eine höhere Plattenstromstärke zuläßt, und diese ruft ihrerseits eine stärkere Ionisation und infolgedessen eine noch höhere Plattenstromstärke hervor, so daß die Verhältnisse infolge der „progressiven Ionisation" einem instabilen Zustande zustreben. Die zunehmende Wirkung dieser Erscheinung läßt sich von der Stelle wo sie, wenn auch nur sehr schwach, vorhanden ist (Kurven für 25 Volt), bis zu der Stelle verfolgen, wo die Instabilität erreicht wird und die Änderungen kritisch sind (Kurven für 37,5 Volt). Blaues Glühen tritt in der Röhre bei derselben Spannung auf, bei welcher die Stromstärke kritisch wird. Bei Erörterungen über das Audion ist gelegentlich behauptet worden, daß die große Empfindlichkeit der Anordnung auf dieser progressiven Ionisation beruht. Der Verfasser hat in dem gewöhnlichen Bereich der Plattenspannungen, bei denen sich ein erfolgreicher Betrieb als Detektor feststellen läßt, keine Anzeichen für eine derartige Wirkung gefunden. Selbst ein gutes Arbeiten als Verstärker im Gebiete der progressiven Ionisation ist zweifelhaft, denn trotz der großen Steilheit der Plattenstromkurve ist die Gitterstromkurve gleichfalls so steil, daß die Energieverstärkung für gewöhnlich gering ist.

Zusammenfassung.

Es werden experimentell gefundene Kurven mitgeteilt, aus denen die Einzelheiten der Arbeitsweise des Audions als Detektor in der drahtlosen Telegraphie gefolgert werden. Es wird eine Theorie der Wirkung des Gases in der Röhre zur Erklärung der Kurven aufgestellt. Es werden einige der besonderen Eigentümlichkeiten der Arbeitsweise in ihrer Beeinflussung durch die Natur und den Druck des Gases, durch Magnetfelder, durch die angewandten Schwingungskreise usw. in ihrer Beziehung zu der Theorie und zu den experimentell gewonnenen Daten erörtert.

(Nach Electrician **80**, 112—114, 1917 aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé).

(Eingesandt 1. November 1917.)

Mitteilungen aus der Praxis.

Drahtloser Überseeverkehr AG.

Mit einem Grundkapital von 10 Millionen Mk. ist eine Aktiengesellschaft unter der Firma „Drahtloser Übersee-Verkehr, Aktiengesellschaft" ins Leben gerufen worden. Gegenstand des Unternehmens ist die Einrichtung drahtlosen Nachrichten-Dienstes. Die Großstation in Nauen wird in die Gesellschaft eingebracht.

Den Aufsichtsrat bilden Dr. Ing. h. c. Graf von Arco, Direktor Dr. Franke (Siemens & Halske), Bankdirektor Heinemann (Deutsche Bank), Kommerzienrat Mamroth (AEG.) und Geheimer Oberfinanzrat W. Mueller (Dresdner Bank). Zum Vorstand der Aktiengesellschaft ist Ingenieur Hans Bredow zu Berlin, zu stellvertretenden Vorstandsmitgliedern Ingenieur Betz und Kaufmann Ulfers bestellt.

Die Aktien sind von der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie und den ihr nahestehenden Elektrizitätsgesellschaften übernommen; eine Einführung an der Berliner Börse ist nicht beabsichtigt. E.

(Eingesandt 1. Mai 1918.)

Bekanntmachung.

Die Physikalisch-Technische Reichsanstalt wird ihre Prüfungsgebühren entsprechend den gestiegenen Selbstkosten erhöhen. Die neue Gebührenordnung tritt am 1. Juli d. J. in Kraft; sie ist in einzelnen Heften enthalten:

Heft I: Präzisionsmechanik, Optik, Radioaktivität, Chemie,
„ II El.: Elektrizität,
„ II Mg.: Magnetismus,
„ III: Wärme und Druck,

die auf Wunsch kostenlos Interessenten zugeschickt werden.

Charlottenburg, den 22. April 1918.

Der Präsident
der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt
gez. Warburg.

(Eingesandt 1. Mai 1918.)

Gleichstrom-Tonsender.

Den Rechtsstreit den D. W. Burstyn und E. v. Lepel gegen die C. Lorenz A. G. in Angelegenheit des Gleichstrom-Tonsender (vgl. Jahrb. **4**, 334 u. 443) geführt haben, ist durch Vergleich beendet worden. Die Beteiligten geben folgende Erklärung ab:

Erklärung:

Der Rechtsstreit, welcher zwischen den unterzeichneten Parteien betreffs des Gleichstrom-Tonsenders für drahtlose Telegraphie bestanden hat, wurde durch Vergleich beendet. Die C. Lorenz A. G. hat sich überzeugt, daß der Gegenseite die wissenschaftliche und technische Priorität der Erfindung zukommt.

C. Lorenz A. G.

E. v. Lepel. D. W. Burstyn.

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Marconis Wireless Telegraph Co. Ltd. und Charles Samuel Franklin in London beschreiben in der britischen Patentschrift 5783 vom Jahre 1915 eine drahtlose Telegraphenanlage, mit Hilfe deren die sogenannte Duplextelegraphie ausgeführt werden kann, d. h. es soll ermöglicht werden, zwischen zwei Stationen gleichzeitig Nachrichten in beiden Richtungen zu übermitteln. Dabei wird insbesondere bezweckt, Signale, die aus einer von der Richtung der Gegenstation abweichenden Richtung eintreffen, auszuschalten bezw. die Empfangsstation gegen solche Signale unempfindlich zu machen. In der Patentschrift wird ausgegangen von den bekannten Luftleitern in Gestalt zweier rechtwinklig zueinander gestellter Rahmen nach Art des sogenannten Radiogoniometers, mit denen man am besten aus zwei entgegengesetzten Richtungen empfängt, während dieses Luftleitergebilde nicht auf solche Signale anspricht, die aus zwei entgegengesetzten Richtungen eintreffen, die senkrecht stehen zu den ersterwähnten Richtungen maximalen Empfangs. Nach dem genannten Patent werden nun zwei einander ähnliche solche gekreuzte Rahmenluftleiter in gleicher Entfernung von einer Sendestation aufgestellt und zwar in einer Entfernung, die einen be-

trächtlichen Bruchteil der zu empfangenden Wellenlänge ist. Die bewegliche Spule jedes dieser Radiogoniometer ist mit einem Paar von Leitungen verbunden, die zu dem Empfangsapparate führen, der vorzugsweise in der Mitte zwischen ihnen angeordnet ist. In die genannten Verbindungsleitungen sind Kondensatoren eingeschaltet, um sie auf die gewünschte Wellenlänge abstimmen zu können. Figur 1

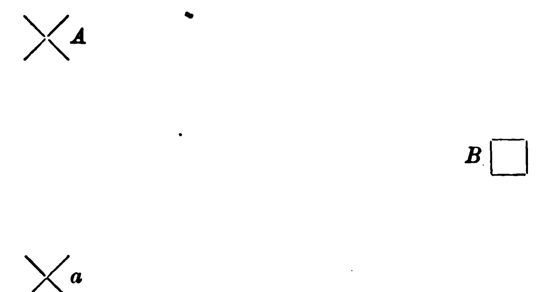


Fig. 1.

zeigt eine derartige Luftleiteranordnung schematisch und Figur 2 ein Schaltungsschema.

In Figur 1 sind *A* und *a* die beiden Luftleitergebilde, die aus je zwei einander gleichen senkrechten Rahmen bestehen, die im rechten Winkel zueinander angeordnet sind. Sie befinden sich in gleich großen Abständen von der benachbarten Sendestation *B*, die einen Luftleiter beliebiger Art besitzen kann; die Entfernung zwischen ihnen ist ein beträchtlicher Bruchteil der Empfangswellenlänge. Angenommen die Station ist so ausgeführt, daß die Richtung der Empfangssignale mit der Verbindungslinie *A a* zusammenfällt, so wird die maximale Empfangswirkung erreicht werden, wenn *A* und *a* in einem Abstande gleich einer halben Wellenlänge der Empfangswelle ist. Im allgemeinen ist es jedoch besser, sie in einem Abstande von nur einem Viertel der Empfangswellenlänge anzuordnen. Obgleich es ratsam ist, die Linie *A a* in die Richtung des gewünschten Empfangs zu legen, können doch beträchtliche Abweichungen hiervon zugelassen werden. In Figur 2 bedeuten *C c* die beiden Radiogoniometer, deren feststehende Spulen in der üblichen Weise mit den hier nicht dargestellten Luftleitern (*A* und *a*) verbunden sind. Die beweglichen Spulen *D* und *d* der Radiogoniometer sind über die Abstimmkondensatoren *E e* mit den Spulen *F* und *f* verbunden, die auf eine gemeinsame Spule *G* wirken, die ihrerseits wieder über Abstimmelemente (Kondensator) mit dem Empfangsapparat

H verbunden ist. Da die Luftleiter *A* und *a* in gleichem Abstande von der zugehörigen Sendestation *B* angeordnet sind, so sind die Schwingungen, die in ihnen durch die von *B* ausgehenden Wellen erregt werden, einander gleich und von übereinstimmender Phase, sofern alle Schwingungskreise richtig abgestimmt sind. Wenn unter dieser Voraussetzung die Spulen *D* und *d* unter denselben Winkel ein-

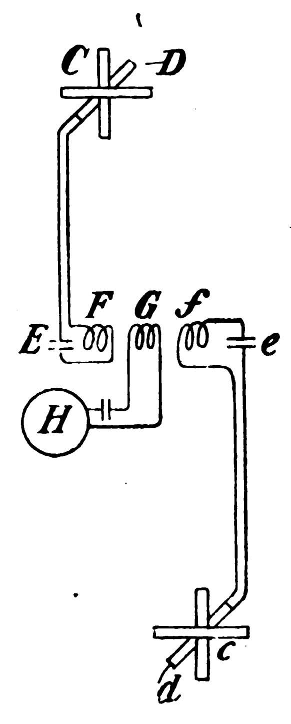


Fig. 2.

gestellt und die Kopplungen zwischen *FG* und *fG* gleichstark und entgegengesetzt gerichtet sind, so wird im Empfangsapparat *H* keine Wirkung ausgeübt. Bei dieser Einstellung üben Wellen aus irgendeiner Richtung, die beträchtlich von der Richtung nach oder von *B* abweicht, keine gleichgroßen und entgegengesetzten Wirkungen hervor, da die in den Leitersystemen *A* und *a* auftretenden Schwingungen nicht in der Phase übereinstimmen. Um nun Signale, die aus irgendeiner von der Richtung nach *B* abweichenden Richtung eintreffen, zu eliminieren, ist es nur notwendig, die Spulen *D* und *d* auf denjenigen

Winkel einzustellen, bei welchem die Schwingungen in den beiden Rahmenluftleitern jedes Systems *A a* einander in ihren Wirkungen auf diese Spulen ausgleichen. Die Wirkung ist also die, daß die Empfängeranlage durch Wellen, die aus vier verschiedenen Richtungen kommen, unbeeinflußt bleibt und zwar sind zwei dieser Richtungen durch die Anlage festgelegt (Richtung nach und von *B*), während die anderen beiden Richtungen durch Drehung der Spulen *D d* beliebig eingestellt werden können. Wenn die Spulen der Radiogoniometer so eingestellt sind, daß sie Wellen von *B* eliminieren und wenn *A* und *a* eine Viertelwellenlänge voneinander entfernt sind, so kann man die Anordnung auch so treffen, daß Wellen, die in der Richtung der Verbindungslinie *A a* eintreffen, in den mit dem Radiogoniometer verbundenen Schwingungskreise Schwingungen erzeugen, die um 90^{0} gegeneinander verschoben sind. Wenn nämlich diese Schwingungskreise in entgegengesetztem Sinne verstimmt sind, so daß die Schwingungsphase in beiden Schwingungskreisen um 45^{0} vor- und nacheilt, werden die Wellen, die aus einer bestimmten Richtung ankommen, in den Kreisen Schwingungen entgegengesetzter Phase hervorrufen, während Wellen aus der entgegengesetzten Richtung Schwingungen übereinstimmender Phase hervorrufen. Wenn man die in der beschriebenen Weise verstimmten Radiogoniometerkreise mit zwei getrennten Empfängern koppelt und die Kopplungen so anordnet, daß die in der Phase übereinstimmenden Schwingungen in den beiden Schwingungskreisen in bezug auf den einen Empfänger entgegenwirken und in bezug auf den anderen Empfänger sich gegenseitig unterstützen, so werden Wellen, die aus einer bestimmten Richtung her eintreffen, nur den einen Empfänger in Tätigkeit setzen und Wellen aus der entgegengesetzten Richtung werden dann nur den anderen Empfänger zur Wirkung bringen. Es ist auf diese Weise möglich, von Stationen, die in entgegengesetzter Richtung liegen, mit der gleichen Wellenlänge ohne gegenseitige Störung Nachrichten zu empfangen und gleichzeitig auch von der benachbarten Sendestation aus Nachrichten auszusenden. Eine gleichartige Anordnung kann bei einer Sendestation verwendet werden. In diesem Falle werden geeignete Radiogoniometer für Sendezwecke mit den Luftleitersystemen *A* und *a* verbunden, und die beweglichen Spulen derselben mit Hochfrequenzströmen einer Hochfrequenzmaschine oder einer anderen Hochfrequenzquelle verbunden. Wenn dann die Abgleichung der beiden Radiogoniometer ähnlich ist, so sendet die Anlage keine Wellen aus in den Richtungen unter 90^{0} zur Verbindungslinie *A a* und ebensowenig in den beiden entgegengesetzten Richtungen,

die durch die Einstellung der beweglichen Spule des Radiogoniometers bedingt ist.

Dr. Georg Seibt und Hans Vogt in Berlin-Schöneberg haben sich durch D.R.P. 300 852 ein Strahlgebilde für die drahtlose Nachrichtenübermittelung schützen lassen. Es besteht aus zwei Systemen wahlweise schaltbarer, voneinander isolierter Drähte oder Drahtfelder, von denen die einen hochgeführt sind, und die anderen in geringerem Abstande von der Erde verlaufen, und es stellt ein universelles Strahlgebilde dar, das wegen seiner vielseitigen Änderungsfähigkeit die Vorteile der ungerichteten, symmetrischen Luftleiteranordnungen (Schirm-

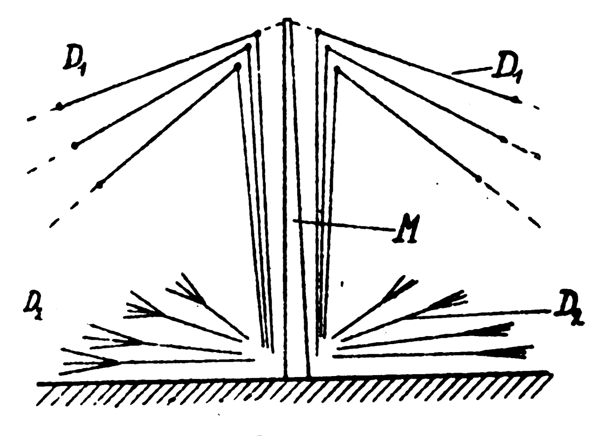


Fig. 3.

und Konusantennen), die die Energie nach allen Seiten hin gleichmäßig aussenden, und diejenigen der gerichteten unsymmetrischen Anordnungen (geknickte Antenne), sowie die Vorzüge der reinen Erdantennen (Niedrigantennen) und der reinen Luftleitergebilde (Hochantennen) in sich vereinigt.

Wie die Fig. 3 erkennen läßt, soll an einem Maste M eine Anzahl voneinander isolierter Luftdrähte D_1 in die Höhe geführt werden, die dann an der Spitze strahlenartig sich ausbreiten, so daß man einen der Schirmantenne ähnlichen Typ erhält mit dem Unterschiede lediglich, daß die einzelnen Drähte voneinander isoliert sind. Vom Fußpunkte des Mastes ausgehend werden längs der Erde nach allen Richtungen hin andere Drähte D_2 oder Drahtgebilde gespannt, die gleichfalls voneinander isoliert sind.

Mit einem solchen Komplex von Drähten lassen sich folgende Schaltungen ausführen:

1. Es werden alle emporgeführten Drähte zu einer einzigen Hochantenne und alle längs der Erde verlaufenden Drähte zu einer Gegen-

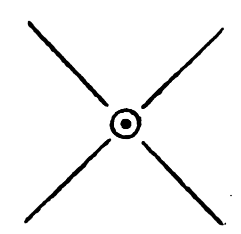


Fig. 4.

gewichtsfläche zusammengeschaltet. Man erhält dann ein in sich völlig symmetrisches Gebilde von höchster Strahlungs- und Aufnahmefähigkeit für elektrische Wellen. Richteffekte sind ausgeschlossen. Hierdurch wird bezweckt, größere Energiemengen nach allen Richtungen gleichmäßig auszusenden bzw. aufzunehmen.

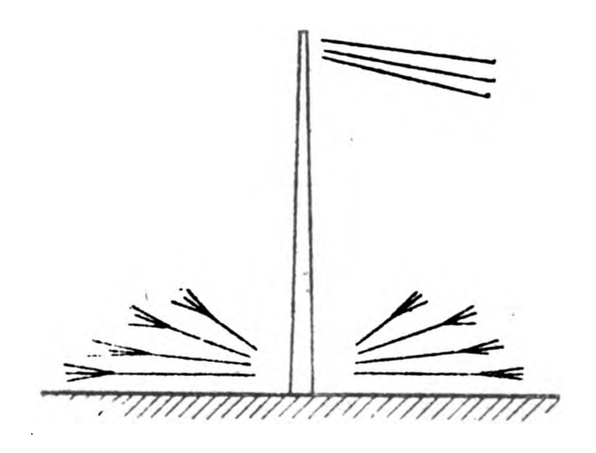


Fig. 5.

2. Ist wegen der hohen Kapazität der Hoch- und Niedrigantenne die Eigenwelle zu lang, so können in bestimmten Abständen einzelne Drahtfelder fortgelassen werden. Die Symmetrie und Richtungslosigkeit bleiben erhalten. Fig. 4 zeigt die Draufsicht auf die Schirmdrähte

für diesen Fall. Hierbei wird also die Kapazität erniedrigt und die Eigenwelle verkürzt.

3. Es wird die Summe der parallel geschalteten Niedrigantennen voll ausgenutzt, von der Hochantenne jedoch nur ein Sektor von

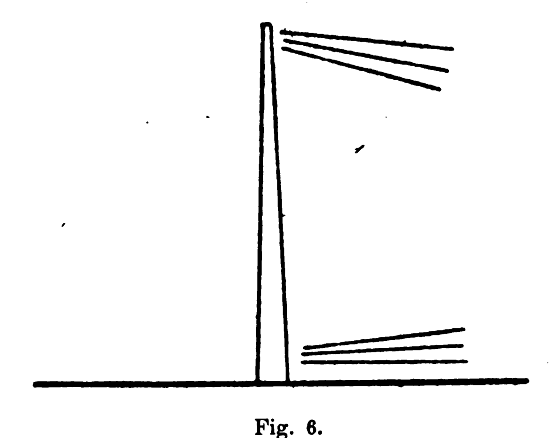


Fig. 6.

Drähten als Gegengewicht wirkend (Fig. 5). Hiermit beginnt eine Richtwirkung, die um so deutlicher wird, je kleiner der Kreiswinkel des Sektors ist.

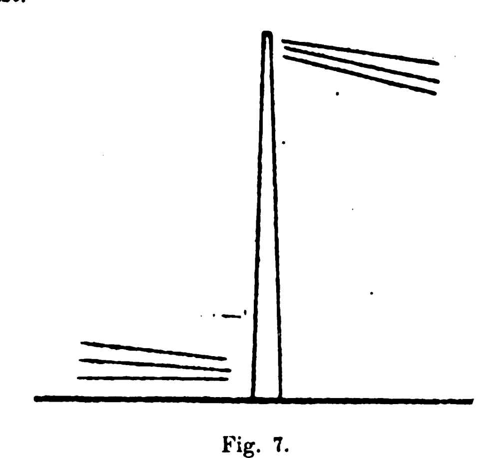


Fig. 7.

4. Von der Hoch- und der Niedrigantenne werden nur zwei einander gegenüberliegende Sektoren benutzt, und zwar entweder gemäß Fig. 6 oder 7, wobei also die benutzten Antennendrähte in Win-

keln von 0° oder 180° gegeneinander liegen. Die Richtwirkung wird hiermit gegenüber der Anordnung nach 3 verbessert.

5. Die Hochantenne bleibt unbenutzt. Es werden zwei um 180° versetzte Drähte oder Drahtfelder der Niedrigantenne verwendet (Fig. 8). In diesem Falle ist der gerichtete Empfang am günstigsten, vorausgesetzt, daß die Bodenverhältnisse die entsprechenden sind.

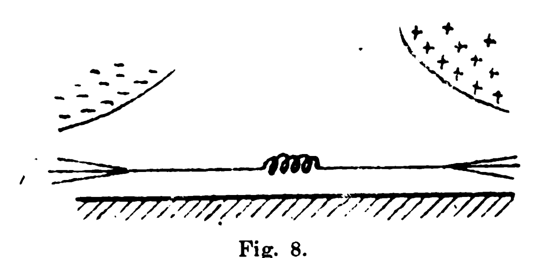


Fig. 8.

Die beschriebenen Kombinationen mögen sich durch diese oder jene Anordnung noch vervielfältigen lassen. Man erkennt schon jetzt, daß man durch sie das Luftgebilde dem jeweiligen Zweck in der vorteilhaftesten Weise anpassen kann.

Wenn es sich z. B. darum handelt, große Energiemengen nach allen Richtungen hin gleichmäßig auszustrahlen, so wird man die Anordnung nach 1 wählen. Je schärfere Richtwirkung beim Geben verlangt wird, um so mehr wird man von jenen Drähten, die im unrichtigen Winkel liegen, von der Hoch- und der Niedrigantenne fortlassen.

Entsprechendes gilt hinsichtlich des Empfanges. Es kommt aber hinzu, daß in diesem Falle die Benutzung der Niedrigantenne allein einen besonders günstigen gerichteten Empfang und dazu die Richtungsermittelung selbst ermöglicht. Für Richtungsermittelung eignen sich nämlich Hochantennen weniger, da bei ihnen das Minimum „wandert“, wahrscheinlich infolge Beugung der ankommenden Wellen durch Ionenbänke, was bei dem großen Abstand zwischen Luftdraht und Gegengewicht sehr wohl denkbar ist. Bei Niedrigantennen dagegen wird ein derartiges Schwanken nie stattfinden.

Für gerichteten Empfang schaltet man der Reihe nach um 180° versetzte Drähte oder Drahtfelder an den Empfangsapparat an und ermittelt die zugehörige Empfangsenergie. Das Minimum der Lautstärke ist stets deutlicher ausgeprägt als das Maximum. Man kann also auf diese Weise feststellen, in welcher Himmelsrichtung die gebende Station liegt.

Als eine natürliche Folge des gerichteten Empfanges ergibt sich

eine erhöhte Störungsfreiheit, da Wellen aus falscher Richtung dies Drahtgebilde garnicht oder nur schwach erregen. Für die reine Niedrigantenne kommt hinzu, daß sich atmosphärische Störungen in weit geringerem Maße geltend machen als bei Hochantennen. Der Grund hierfür liegt darin, daß die Quelle der atmosphärischen Störungen vorwiegend in Potentialdifferenzen zwischen höher gelegenen Luftschichten und der Erde zu suchen ist, die ihren Ausgleich durch den Luftleiter nehmen. Bei Niedrigantennen dagegen könnten atmosphärische Störungen nur dann eintreten, wenn in der Atmosphäre seitliche Spannungsunterschiede vorhanden sind (vgl. Fig. 8).

Versuche beweisen, daß die Erdantennen, die zwecks Richteffektes nach Fig. 8 geschaltet sind, als Empfänger um so besser wirken, je schlechter das Erdreich leitet. Als Sender arbeiten sie aus demselben Grunde mit schlechtem Wirkungsgrade. Die durch vorliegende Erfindung gewährte Möglichkeit, wahlweise die eine oder die andere Kombination zu benutzen, bietet also erhebliche praktische Vorzüge.

Es werde noch erwähnt, daß die Erfindung an die besondere Form der Hoch- und Niedrigantenne nicht gebunden ist, z. B. ist es günstig, die Niedrigantennen mit Endkapazitäten zu versehen, indem man flächenartig auslaufende Drahtstücke anbringt.

Graf Arco und die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie in Berlin haben sich durch die österreichische Patentschrift 62 665, die amerikanische Patentschrift 1 082 221 und die britische Patentschrift 2769/1912 besondere Einrichtungen bzw. Anordnungen der Luftleitergebilde für drahtlose Telegraphie schützen lassen. Bekanntlich ist die Dimensionierung und die Form der Antennen für die Reichweite der Stationen von größter Wichtigkeit, jedoch bietet die Wahl einer bestimmten Antenne gewisse Schwierigkeiten, weil für das Senden andere Gesichtspunkte in Frage kommen als für den Empfang elektrischer Schwingungen. Beim Senden soll die Antenne ein bestimmtes zugeführtes Energiequantum aufnehmen und mit genügend hohem Nutzeffekt ausstrahlen. Beim Empfangen kommt es dagegen darauf an, daß möglichst viel Energie aus einem möglichst großen Raum aufgenommen werde. Während die erste Forderung am besten durch eine relativ kleine Luftdrahtkapazität von großer Vertikalausdehnung erfüllt wird, ist für den Empfang eine große Antennenkapazität von möglichst großer Flächenausbreitung erwünscht, während dagegen zwecks Vermeidung atmosphärischer und anderer Störungen eine größere Vertikalausdehnung der Antennen beim Empfangen schädlich ist. In den genannten Patenten wird daher vorgeschlagen, für

den Empfang und für das Senden verschieden gestaltete Antennen zu verwenden, und zwar ist die zum Senden benutzte Antenne als normaler Luftleiter ausgebildet, während die vornehmlich zum Empfangen benutzte Antenne als Erdantenne ausgebildet ist, d. h. als ein Leiter-

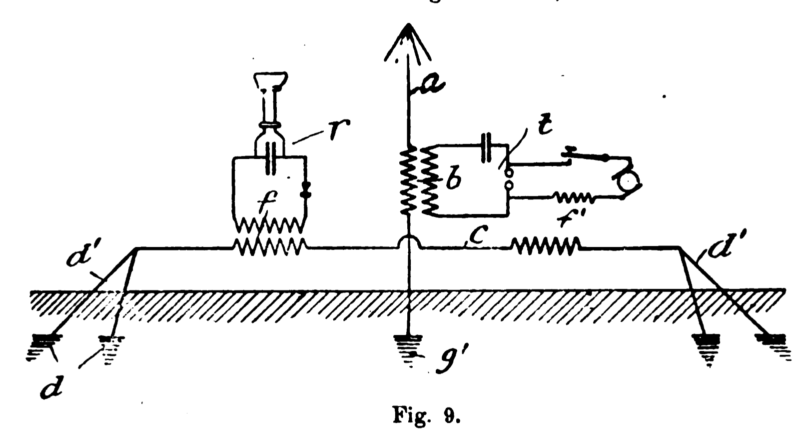


Fig. 9.

gebilde, das sich in unmittelbarer Nähe des Erdbodens, vornehmlich horizontal, erstreckt. Bei dieser Gestaltung der für das Senden und Empfangen dienenden Antennen ist es möglich, dieselben unmittelbar nebeneinander anzuordnen, ohne daß eine Rückwirkung irgendwelcher Art auftritt. Die unmittelbare Nebeneinanderanordnung der beiden

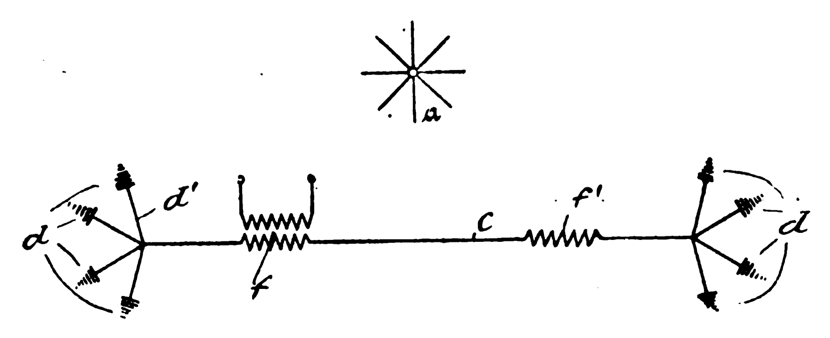


Fig. 10.

Antennen bietet zugleich den Vorteil, daß beim Empfang der elektrischen Schwingungen nicht nur die für diesen Zweck besonders vorgesehene Antenne, sondern auch gleichzeitig die Vertikalantenne benutzt werden kann. Fig. 9 und 10 zeigen in Ansicht und Grundriß eine

Anordnung, bei welcher die Erdantenne getrennt von dem Sendeluftleiter und symmetrisch zu diesem liegt. Fig. 10a zeigt eine Abänderung der Antenne *c* in Fig. 10. Fig. 11 zeigt eine Einrichtung, bei der die Empfangsantenne mit dem Sendeluftleiter kombiniert ist, und Fig. 12 veranschaulicht eine Einrichtung, bei der die Erdantenne und die Luftleiterantenne auf einen gemeinsamen Empfangsapparat einwirken.

In Fig. 9 und 10 bedeutet *a* eine normale Senderantenne, z. B. eine sogenannte Schirmantenne, welche vom Senderkreis *t* über den Transformator *b* in üblicher Weise erregt wird. Sie dient zum Aussenden der Signale, während der Empfang derselben durch die an die

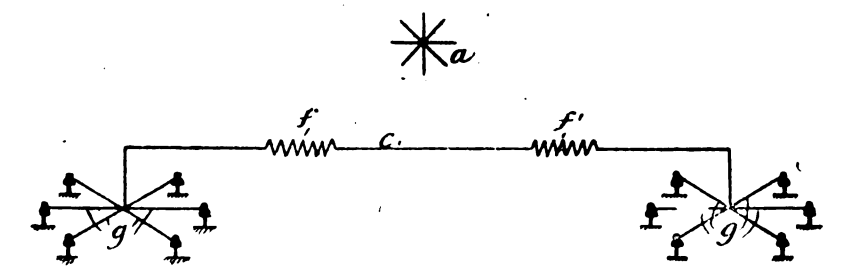


Fig. 10a.

Erdplatten *d d* angeschlossene Erdantenne *c* bewirkt wird, welche die Energie mittels Transformators *f* in bekannter Weise auf den Empfangsapparat *r* überträgt. Die Sendeantenne *a* ist, wie Fig. 9 und 10 zeigt, seitlich zur Empfangsantenne und symmetrisch zu dieser angeordnet. Während der Sender nach allen Seiten gleich stark wirkt, bevorzugt der Empfänger die Signale aus der Richtung, in welcher die Erdantenne sich erstreckt. Wie Fig. 10 erkennen läßt, ist die Erdantenne *c* seitlich und symmetrisch vom Luftleiter *a* angeordnet und beiderseits durch von ihrem Ende ausgehende radiale Drähte *d'* mit einer Vielzahl von Erdungsplatten *d* verbunden. Statt der Vielzahl von Erdungsplatten könnte natürlich auch auf jeder Seite nur eine einzige benutzt werden. Es könnten aber auch die Erdungsplatten ersetzt werden durch dicht über der Erde angeordnete und von dieser isolierte horizontale Netze oder Drähte in Form von Gegengewichten, wie dies z. B. Fig. 10a erkennen läßt. Der Abstand der Erdungsplatten bzw. die Länge der Erdantenne ist vorteilhafterweise etwa gleich einer halben Wellenlänge. Zufolge der symmetrischen Anordnung der Erdantenne zum Sendeluftleiter findet eine Rückwirkung der Hochfrequenz der Sendeantenne auf den Empfänger nicht statt.

Die von der Sendeantenne *a* ausgehenden Wellen treffen z. B. bei Fig. 9 vielmehr beide Enden der Erdantenne vollkommen gleichmäßig, so daß störende Potentialdifferenzen in der Antenne nicht auftreten können, und demzufolge ein Gegensprechen mit einer zweiten Station möglich ist. Es ist ferner vorteilhaft, die Mittel zur Erdung oder Ausbalancierung des Sendeluftleiters für die Erdung oder Ausbalancierung der Erdantenne mitzubenutzen. Fig. 11 zeigt diese Einrichtung z. B. für die gemeinschaftliche Benutzung eines Gegengewichtes. Das Gegengewicht *g*, das zur Ausbalancierung des Luftleiters *a* beim Senden dient, kann durch den Schalter *h* mit der Erdantenne verbunden werden

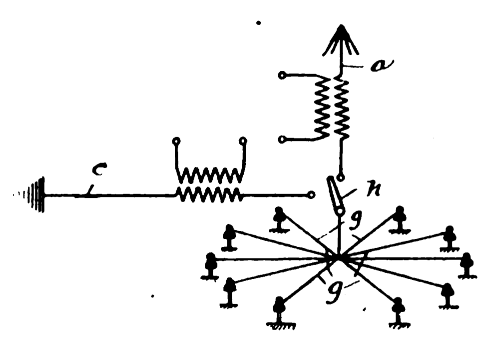


Fig. 11.

und wird so zur Bildung der Erdantenne mitbenutzt. Statt des Gegengewichtes kann auch die in Fig. 9 für den Sendeluftleiter benutzte Erdungseinrichtung *g'* ebenfalls für die Erdantenne dienen. Während zum Senden ausschließlich die Luftleiterantenne dient, ist es vorteilhaft, für den Empfang beide Antennen gleichzeitig zu benutzen, was zufolge ihrer nahen Anordnung zueinander leicht möglich ist. Fig. 12 zeigt eine derartige Anordnung. Die Sendeantenne *a* ist hier nicht nur mit dem Senderkreis *t* über den Transformator *b*, sondern über einen anderen Transformator und über Ausschalter *s s* mit einem Zwischenkreis *i* gekoppelt, und die Empfangsantenne *c* ist mit einem Zwischenkreis *i'* gekoppelt. Beide Zwischenkreise *i* und *i'* sind mit einem und demselben Detektorkreis *k* mit Telephon *l* gekoppelt. In diesem Falle erfolgt die Summierung der von beiden Antennen aufgenommenen Energie über die Zwischenkreise *i* und *i'* in dem gemeinsamen Detektorkreis *k*, und die verstärkten Zeichen können im Telephon *l* wahrgenommen werden. Vorteilhaft ist auch hier die nahe und symmetrische Anrdnoung beider Antennen zueinander.

Die Marconis Wireless Telegraph Co. Ltd. in London und Charles Samuel Franklin ebenda beschreiben in der amerikanischen Patentschrift 1 141 387, in der britischen Patentschrift 4514/1913, und in der französischen Patentschrift 466 056 Luftleiteranordnungen für drahtlose Telegraphie in Form eines geschlossenen Schwingungskreises, der in einer vertikalen Ebene angeordnet und mit Konden-

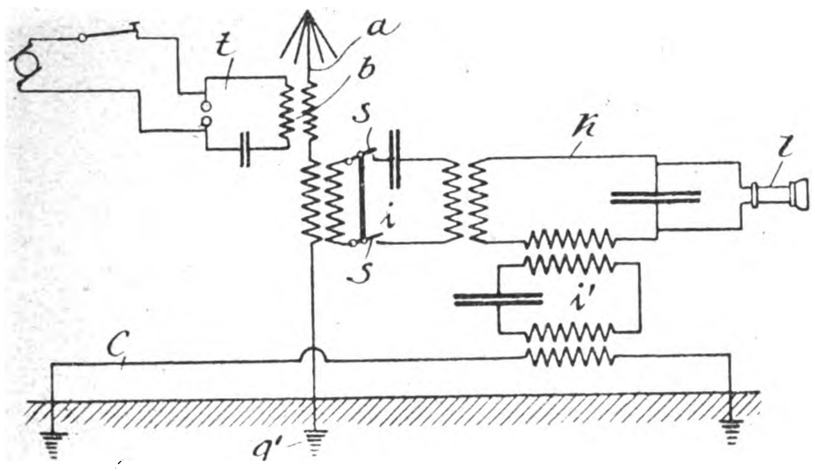


Fig. 12.

satoren ausgerüstet ist, die in ungefähr gleichen gegenseitigen Abständen verteilt, in diesem Antennenschleifenkreis eingeschaltet sind, und deren Kapazitäten so bemessen sind, daß sie die Induktanz des benachbarten Leiterteils der Antennenschleife kompensiert. In den zugehörigen Beschreibungen führen die Patentinhaber aus, daß Luftleiter, die aus einer oder mehreren Windungen eines Drahtleiters hergestellt sind, und die Gestalt von Rechtecken oder anderer Polygone mit vertikaler Ebene besitzen, sowohl in bezug auf das Aussenden als auch das Empfangen elektromagnetischer Wellen ein besonderes gutes Richtvermögen besitzen, dagegen aber den Nachteil besitzen, daß sie nur sehr unwirksame Ausstrahler oder Aufsauger (Empfänger) sind. Es ist auch bekannt, daß die Ausstrahlungs- und Aufsaugwirkung dadurch wesentlich verbessert werden kann, daß eine Windung verwendet wird, die eine möglichst große Fläche umschließt und daß ein kleiner Kondensator eingeschaltet wird, so daß die Schleifenantenne auf die auszusendenden oder zu empfangenden Wellen abgestimmt ist. Jedoch sind auch dann noch die Dimensionen des Luftleiters klein im

Vergleich zur Wellenlänge der verwendeten Wellen und infolgedessen die Ausstrahl- und Aufsaugewirkung nur gering. Dadurch jedoch, daß hier nun eine größere Anzahl von Kondensatoren in gleichmäßigen gegenseitigen Abständen rings um die Luftleiterschleife eingeschaltet

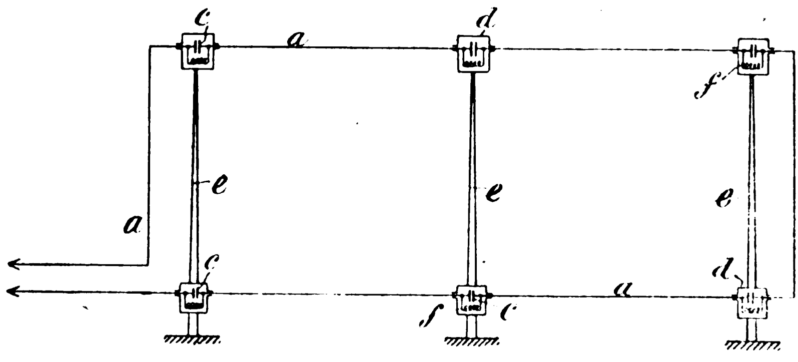


Fig. 13.

werden, und die Kapazität jeder dieser Kondensatoren so eingestellt wird, daß für die jeweils verwendeten Wellenlänge der Kondensator die Selbstinduktion des benachbarten Teils des Antennendrahtes bis zum folgenden Kondensator kompensiert, soll dieser Mangel der bis-

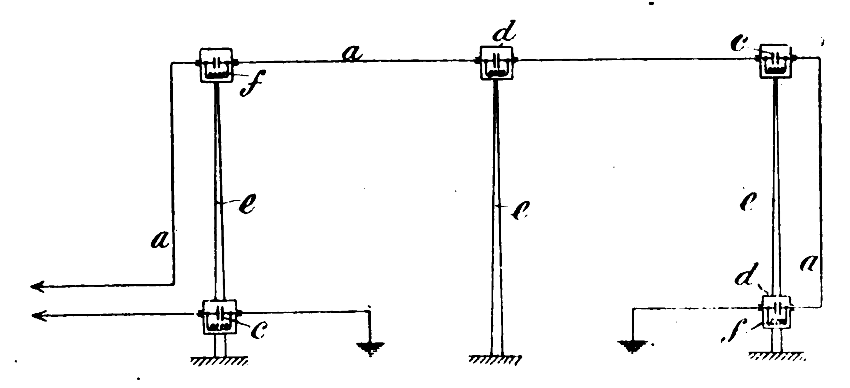


Fig. 14.

herigen Schleifenantenne beseitigt werden. Fig. 13 und 14 zeigen Ausführungsformen dieser Luftdrahtgebilde. In dieser bedeutet *a* den Luftleiterdraht, *c* die in gleichen Abständen eingeschalteten Kondensatoren. Diese Kondensatoren sind in wasserdichten Kästen *d* ein-

gebaut, die auf Masten *e* angeordnet sind. *f* sind Spulen von hoher Selbstinduktion, die parallel zu jedem der Kondensatoren *c* liegen und dazu dienen sollen, die Ansammlung elektrostatischer Ladungen zu verhindern. Der Abstand der beiden äußersten Teile derartiger Luftleiter soll zweckmäßig gleich einer halben Wellenlänge sein und das Gebilde besitzt dann eine starke Ausstrahl- und Aufsaugewirkung bei starker Richtwirkung. Fig. 14 zeigt im Gegensatz zu Fig. 13 den Fall, daß die untere Seite des Rechtecks oder Polygons von der Erde gebildet wird.

Adolf Franke in Berlin beschreibt in der amerikanischen Patentschrift 1 186 654 Anordnungen zur Erzeugung mehrerer Hochfrequenzströme, die eine genau bestimmte gegenseitige Phasenverschiebung besitzen. Diese Hochfrequenzströme sollen zur Erregung einer ihrer Zahl entsprechenden Anzahl voneinander unabhängiger Antennen benutzt werden, und zur Aussendung der Nachrichten in einer bestimmten Richtung verwendet werden. Bekanntlich kann man eine Nachrichtenaussendung in bestimmter Richtung durch Verwendung mehrerer Antennen und Speisung derselben mit Hochfrequenzströmen derselben Frequenz, aber verschiedener Phase erhalten. Hierbei ist es, um eine genügend ausgeprägte Richtwirkung zu erhalten, nötig, daß die Phasenverschiebung zwischen den verschiedenen Antennenströmen in einem ganz bestimmten Phasenverhältnis steht, welches einerseits dem gegenseitigen Abstand der verschiedenen Antennen und andererseits der Frequenz oder Wellenlänge der verwendeten Schwingungen entspricht. Für eine gegebene Antennenanordnung muß diese Phasenverschiebung einen genau bestimmten und konstanten Wert besitzen. Aus diesem Grunde ist es nicht möglich, zur Erzeugung der Hochfrequenzströme Schwingungserzeuger zu benutzen, die auf der Wirkung von Funkenentladungen beruhen, da wegen der unbestimmten Wirkung solcher Funkenstrecken das Phasenverhältnis beständig in unregelmäßiger und unkontrollierbarer Weise gestört werden würde. Sofern nun an Stelle von Funkenstrecken Hochfrequenzmaschinen verwendet werden, ist es möglich, solche Schwingungen mit einer sehr konstanten und genau vorher bestimmbaren Phasenverschiebung zu erzeugen. Da aber andererseits die Entfernung der Antennen voneinander nicht klein sein darf im Vergleich zur Wellenlänge der verwendeten Schwingungen, wenn man eine Ausstrahlung mit genügend scharfer Richtwirkung erhalten will, ist es erforderlich, die von der Hochfrequenzmaschine erzeugten Hochfrequenzströme über beträchtliche Entfernungen zu den zugehörigen Antennen zu leiten. Wenn nun die benutzte Frequenz

direkt in der Maschine erzeugt wird, so bedingt die Fernleitung dieser Hochfrequenzströme über beträchtliche Entfernungen verhältnismäßig große Verluste und große Schwierigkeiten beim Anordnen der Fernleitungen, weil nämlich die Länge der Leitungen vom Generator zu den verschiedenen Antennen nicht klein ist im Verhältnis zum vierten Teil der Wellenlänge. Diese Schwierigkeiten will Franke dadurch vermeiden, daß er die Frequenz der von der Hochfrequenzmaschine erzeugten Ströme gleich einem Submultiplum der Antennenströme macht

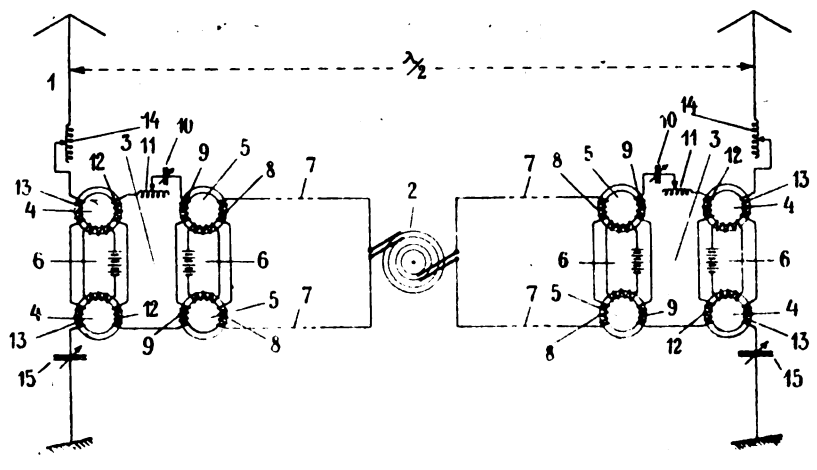


Fig. 15.

und daß er die erzeugten Ströme von verhältnismäßig niedriger Frequenz nach den verschiedenen Sendestellen, wo die Antennen stehen, leitet und dort die Frequenz derselben mit Hilfe der bekannten ruhenden Frequenzwandler auf die Frequenz hinauftransformiert, die die Antennenströme haben sollen. Hierdurch ist es ermöglicht, Ströme von verhältnismäßig hoher Frequenz zum Aussenden und dabei doch nur Ströme von viel niedrigerer Frequenz von der Maschine zu den einzelnen Sendestationen leiten zu müssen. Bei der Erzeugung von Hochfrequenzströmen von etwa 10 000 Schwingungen in der Sekunde mittels Dynamomaschinen ist es noch möglich, die Phase der verschiedenen Stromkreise zueinander ziemlich genau zu regeln, da hierbei die Phasenverschiebung direkt durch die Maschine selbst bestimmt wird. Zum Beispiel können Dreiphasenmaschinen oder Maschinen mit noch mehr Phasen verwendet werden, oder es können auch die Ströme durch die bekannten Phasentransformatoren in das richtige Phasenverhältnis

gebracht werden. Fig. 15 zeigt beispielsweise eine solche Anordnung mit zwei Sendestationen im Abstand von einer halben Wellenlänge mit Zweiphasenstrom als Betriebsstrom, Fig. 16 eine andere Anordnung mit drei Sendestationen und Dreiphasenstrom als Betriebsstrom. Fig. 17 und 18 zeigen zwei verschiedene Anordnungen zur Regulierung der Phasenverschiebung.

In Fig. 15 bestehen die beiden Sendestationen aus je einer Antenne 1, die von dem Zweiphasenstromgenerator 2 aus gespeist werden;

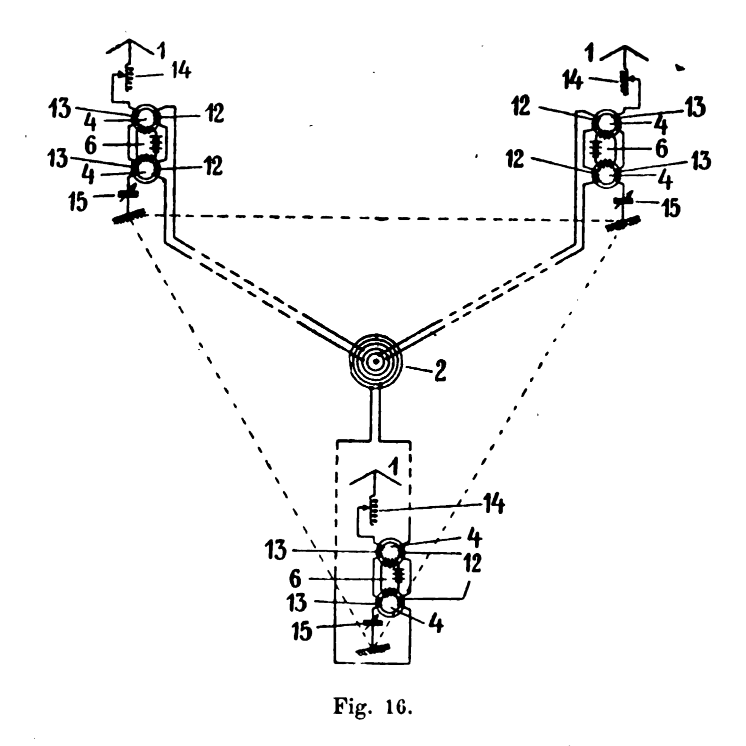


Fig. 16.

in jeder Sendestation ist eine Frequenztransformatoranordnung 3 vorgesehen, die hier z. B. aus zwei Transformatorsätzen 4 und 5 besteht, von denen jeder einen Hilfsmagnetisierungsstromkreis 6 besitzt. Die Ströme des Zweiphasengenerators 2, deren Frequenz, wie gesagt, ein Submultiplum (im vorliegenden Falle $\frac{1}{4}$) der Antennenfrequenz ist, werden mit dieser niedrigen Frequenz von der Maschine 2 über die Fernleitungen 7, 7 nach den Primärwindungen 8 des ersten Transformatorsatzes 5 geleitet. Die Sekundärwicklungen dieses Satzes sind

über Abstimmmittel 10, 11 mit den Primärwicklungen 12 eines zweiten Transformatorsatzes 4 verbunden, während die Sekundärwicklung 13 dieses Satzes in Serie mit der Antenne geschaltet ist. Letztere kann ebenfalls, durch die Induktanz 14 und den Kondensator 15, entsprechend abgestimmt sein. Auf diese Weise wird die Frequenz der Speiseströme auf den vierfachen Betrag der Frequenz der in der Maschine 2 er-

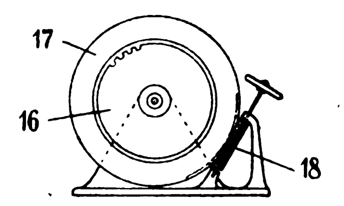


Fig. 17.

zeugten Ströme gesteigert. Selbstverständlich ist die Anzahl der in Kaskade geschalteten Frequenzsteigerungsaggregate beliebig, so daß es möglich ist, die Primärfrequenz der Maschine 2 so niedrig zu wählen, daß die erzeugten Ströme auf den Fernleitungen 7 praktisch ohne

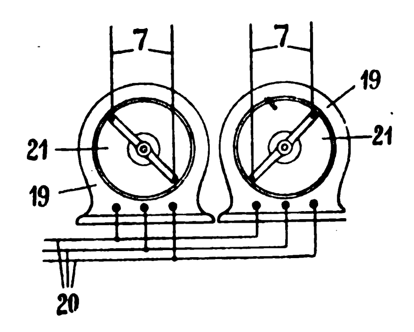


Fig. 18.

jeden Verlust ferngeleitet werden können, während dann die Frequenz mit Hilfe einer entsprechenden Anzahl von Frequenztransformatoren an Ort und Stelle auf den zur Ausstrahlung nötigen Betrag gebracht wird. Wenn mehr als zwei Antennen mit Hochfrequenzenergie auf diese Weise gespeist werden sollen, z. B. drei Antennen in einer Dreiecksanordnung, so muß als Speisestrommaschine ein Dreiphasengenerator

verwendet werden, wie z. B. Fig. 16, zeigt, deren Anordnung hiernach ohne weiteres verständlich sein wird. Fig. 17 und 18 zeigen Mittel zur Phasenverschiebung und -Regelung, und zwar Fig. 17 eine Regelung im Generator selbst und Fig. 18 eine Regelung außerhalb des Generators. In Fig. 17 ist 16 der Rotor und 17 der Stator, der aus zwei elektrisch voneinander getrennten Teilen besteht; jeder dieser Teile des Stators erzeugt eine Phase. Die Phaseneinstellung erfolgt in diesem Falle durch Einstellung des Statorteiles. z. B. mittels des Schneckentriebes 18 oder dgl. Gemäß Fig. 18 ist angenommen, daß der nicht dargestellte Drehstromerzeuger die Phasentransformatoren 19, 21 über die Fernleitungen 20 speist. 19 sind parallel geschaltete Statoren von Wechselstrommaschinen bzw. Drehstrommotoren und 21 sind die zugehörigen Rotoren. In jedem Stator tritt hiernach ein rotierendes Feld auf. Die Rotoren sind mechanisch festgestellt, so daß in ihnen Wechselströme induziert werden, deren Frequenz der Speisestromfrequenz entspricht. Durch Einstellung der Rotoren in bezug auf die Statoren kann man die Phasen der in den Leitungen 7, 7 abgeleiteten und nach den zugehörigen Antennen geführten Wechselströme beliebig zueinander einstellen.

Adresse des Autors: Gr. Lichterfelde W bei Berlin, Roonstr. 12.

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

Der Schachwettkampf Rubinstein-Schlechter vom 21.—30. Jan. 1918 in Berlin, herausgegeben vom Verlag B. Kagan, Berlin N. 4, Wöhlerstr. 20.

Arthur Krause, Finsternisse (mit 70 Abbildungen). Verlag Theod. Thomas, Leipzig 1918. M. 1.20

Photohilfsbuch, I. Teil: Das negative Bild; II. Teil: Das positive Bild. Selbstverlag Dr. C. Schleusser Akt.-Ges., Frankfurt a. M. Je M. 1.—

„Also sprachen Belgiens Diplomaten“ (Politische Urteile der belgischen Gesandten und Geschäftsträger Baron Greindl, Graf Ursel, Baron Lalaing, Baron Guillaume, Baron Beyens in ihren Berichten an das Ministerium des Äußern von 1905—1914). Verlag Ferd. Wyss, Bern 1917. 10 Ctm.

H. Brick, Die Telegraphen- und Fernsprechtechnik in ihrer Entwicklung. Verlag B. G. Teubner, Leipzig, 2. Aufl., 1918. M. 1.50

Langbein, Minensucher an die Front. Deutschnationale Verlagsanstalt Akt.-Ges., Hamburg 36. M. 1 20

Möller, Baldiger U-Boot-Friede. Deutschnationale Verlagsanstalt Akt.-Ges., Hamburg 36. M. 1.—

Otto Ohlsberg, Handbuch für Funkentelegraphisten. 2. Aufl. R. v. Deckers Verlag (G. Schenck), Berlin 1918. Geb. M. 18.—

Georg Wegener, Der Wall von Eisen und Feuer (Große Ausgabe). 2. Teil (Champagne, Verdun, Somme). Verlag F. A. Brockhaus, Leipzig, 1918. Geb. M. 12.—

A. v. Möller, Intryck från Resor i Tyskland, 1915—1917. Och-Lite-Annat. Verlag Aktiebolaget Chelius & Co., Stockholm 1918.

C. J. de Groot, Radio-Telegrafie in de Tropen. Verslag N. Veenstra, 's Gravenhage.

Sven Hedin, Jerusalem. Feldpostausgabe. Verlag F. A. Brockhaus, Leipzig 1918. M. 1.50

(Eingesandt 31. Mai 1918.)

Literaturverzeichnis.

Agner, Chester M., Proc. Inst. Radio Eng. (New York) 5 (5), 353, 1917. An automatic transmitter for distress signals.

Airey, J. R., Proc. Roy. Soc. A 661, S. 307, 1918. The Lommel-Weber Ω function and its application on the problem of electric waves on a thin anchor ring.

Armstrong, Edwin H., Proc. Inst. Radio Eng. (New York) 5 (2), 145, 1917. A study of Heterodyne amplification by the electron relay.

Austin, L. W., Electrician **80**, 773, 1918. Notes on the Audion.

— Proc. Inst. Radio Eng. (New York) 5 (4), 239 u. 5 (5), 327, 1917. The measurement of radiotelegraphic signals with the oscillating Audion.

— Elektrot. Ztschr. **39**, 38, 1918 (Ref. über Sc. Pap. Bur. Stand. No. 257). Bemerkungen zum Widerstand von radiotelegraphischen Antennen.

Barth, Julian, Proc. Inst. Radio Eng. (New York) 5 (5), 331, 1917. The effect of commercial conditions on spark transmitter construction.

Bethenod, J., Rev. Gén. de l'Él. Tome 3, 573, 1918. Calcul des résistances de décharge.

— ebenda S. 499. Sur la théorie de l'excitation par choc d'un circuit oscillant.

Bergholm, C., Elektrot. Ztschr. **39**, 158, 1918 (Ref. über Ann. Phys. **52**, 101). Detektor mit gelöteten Kontakten.

Blondel, André, C. R. **166**, 323, 1918. Détermination graphique des inductances totales directe et transversale des alternateurs au moyen des caractéristiques partielles calculées ou relevées.

Böhm, R., Elektrot. Ztschr. **39**, 146, 1918. Rechnerische und experimentelle Untersuchung der Einwirkung von Wanderwellenschwingungen auf Transformatorenwicklungen.

Bouthillon, Léon, Rev. Gén. de l'Él. 3, 419, 1918. Sur l'application de la formule d'Austin-Cohen à la résolution de quelques problèmes importants de la technique des radiocommunications.

— Proc. Inst. Radio Eng. (New York), 5 (3), 199, 1917. On the use of constant potential generators for charging radio-telegraphic condensers and the new radio-telegraphic installations of the Postal and Telegraph Department of France.

Bush, V., Proc. Inst. Radio Eng. (New York) 5 (5), 363 u. 5 (6), 447, 1917. The coupled circuit by the method, of generalized angular velocities.

Chaffee, E. Leon, Proc. Inst. Radio Eng. (New York) 5 (5), 357, 1917. Harmonic method of calibrating a wave meter.

Elektrot. Ztschr. 39, 78, 1918 (Ref. über Tydschrift voor Posteryen en Telegrafie 1917, S. 58, vgl. Ztschr. f. Weltwirtschaft und Weltverkehr, Nr. 10/11, 1917). Die Entwicklung der drahtlosen Telephonie.

Estorff, W., Elektrot. Ztschr. **39**, 76, 1918. Die Ausmessung der elektrostatischen Felder von Isolatoren nach dem Elektrolytverfahren.

Fessenden, R. A., Elektrot. Ztschr. 39, 178, 1918 (Ref. über Wireless World 4, 903), Funkensender für ungedämpfte Wellen.

Gockel, A., Pysik. Ztschr. **19**, 114, 1918. Über die Ursache der Zunahme der Ionisation der Atmosphäre mit der Höhe.

Görges, H., Elektrot. Ztschr. **39**, 101, 1918. Über die Gleichgewichtszustände der Reihenschaltung einer Induktionsspule mit einem Kondensator.

Greinacher, H., Bull. Schweiz. Elektrot. Ver. **19** (Nr. 4), 85, 1918. Über eine Hochspannungsbatterie mit Wechselstrombetrieb.

— Physik. Ztschr. **19**, 188, 1918. Aus der Ionenlehre der Gase.

de Groot, C. J., Proc. Inst. Radio Eng. (New York) **5** (2), 75, 1917. On the nature and elimination of strays.

Hunt, V. A. u. Whittemore, L. E., Ann. Phys. Beibl. **41**, **494**, 1918 (Ref. über Electrician 78, 421, 1916). Einige Besonderheiten von Kristalldetektoren.

Kasperowicz, Witold, Physik. Ztschr. **19**, 187, 1918. Galvanische Unterbrecher.

Lamme, B. G., Rev. Gén. de l'Él. 3, 465, 1918 (Ref. über Proc Am. Inst. El. Eng. 37, 1–21, 1918). L'histoire technique des fréquences).

Latour, M., Ann. Phys. Beibl. **41**, 495, 1918 (Ref. über Electrician 78, 280, 1916). Theoretische Betrachtungen über das Audion.

— Rev. Gén. de l'Él. **3**, 539, 1918. Note sur les pertes dans les tôles de fer aux fréquences élevées.

Lenaizan, F. Beaulard de, C. R. **166**, 678, 1918. Sur la résistance de l'étincelle électrique.

Mariott, R. H., Electrot. Ztschr. 39, 128, 1918 (Ref. über Electrician **79**, S. 583). Vorsichtsmaßregeln beim Bau funkentelegraphischer Anlagen.

— Proc. Inst. Radio Eng. **5** (2), 179, 1917. United States Radio Development.

Moorhead, O. B., Proc. Inst. Radio Eng. (New York), 5 (6), 427, 1917, The manufacture of vacuum detectors.

Morecroft, John. H., Proc. Inst. Radio Eng. (New York), 5 (6), 389, 1917. Some experiments with long electrical conductors (with particular reference to radio antennas).

Northrup, E. F. u. Thompson, R. G., Elektrot. Ztschr. **39**, 49, 1918 (Ref. über Journ. Franklin Inst. Juli 1916). Verluste in unterteilten Leitern bei hohen Frequenzen.

Osnos-Lehmann, Elektrot. Ztschr. **39**, 110, 1918 (Diskussion). Günstigste Wahl der Gleichstrom- und Wechselstromerregung beim Frequenzverdoppler.

Peaslee, W. D., Elektrot. Ztschr. **39**, 169, 1918 (Ref. über Proc. Am. Inst. El. Eng. **35**, 1237, 1916). Durchschläge von Porzellanisolatoren infolge von Spannungsstößen.

Pedersen, P. O., Proc. Inst. Radio Eng. (New York) 5 (4), 255, 1917. On the Poulsen arc and its theory.

Plummer, H. C., Phil. Mag. (6) **34**, 510, 1917. Note on the action of coupled circuits and mechanical analogies.

Pol jr., Balth. van der, Phil. Mag. (6) **34**, 184, 1917. Relation of the audibility factor of a shunted telephone to the antenna current as used in the reception of wireless signals.

Pomey, J. B., Rev. Gén. de l'Él. **3**, 574, 1918. Théorie des petites oscillations de l'arc chantant.

Press, A., Proc. Inst. Radio Eng. **5** (6), 413, 1917. Distributed inductance of vertical grounded antennas.

Reichinstein, D., Ann. Phys. Beibl. **42** (1), 31, 1918 (Ref. über Ztschr. f. wiss. Phot. **17**, 16, 1917). Beitrag zur Kenntnis der Vorgänge in der lichtempfindlichen Selenzelle.

Rev. Gén. de l'Él. 2, 319, 1918. Mesure des pertes diélectriques des isolants.

Rogowski, W., Arch. f. Elektrot. **6**, 265, 1918. Spulen und Wanderwellen. I. Einschaltspannungen der Spule aus zwei Windungen.

Roth, Arnold, Arch. f. Elektrot. **6**, 359, 1918. Ein neues Meßinstrument zur direkten Analyse von Wechselströmen.

Schering, H. u. **Schmidt, R.**, Ztschr. f. Instr. **38**, 1, 1918. Ein Vibrationsgalvanometer mit elektromagnetischer Abstimmung für niedrige Frequenzen.

Shaw, Frank, Electrician **80**, 787, 1918. The measurement of the permeability of iron stampings by Ewings double bar and yoke method.

Sjöström, M., Ann. Phys. Beibl. **42** (1), 29, 1918 (Ref. über Uppsala Universitets Årsskrift 1916). Experimentelle Untersuchungen über die Beugung elektromagnetischer Wellen an einem Schirm mit geradlinigem Rande.

Smith, Stanley Parker, Electrician **80**, 725, 745, 768, 1918. Notes on the design of electromagnetic machines (Part III).

Stone, Ellery W., Proc. Inst. Radio Eng. (New York) **5** (2), 133, 1917. Additional experiments with impulse excitation.

Stumpf, C., Sitzungsber. K. Pr. Ak. Wiss. Heft XVII, S. 333, 1918. Die Struktur der Vokale.

Tank, Franz, Verh. D. Physik. Ges. **20**, 3, 1918. Nachwirkungsstrom und dielektrischer Wechselstromverlust (Bemerkung zur Arbeit des Herrn Ulfilas Meyer „Zur Theorie der dielektrischen Nachwirkungen").

Telefunken, Journ. Télégr. (Bern) No. 4, S. 63, 1918. Station radiotélégraphique de Nauen.

Thompson, R. G., s. Northrup, E. F.

Thurn, H., Elektrot. Ztschr. **39**, 133, 1918. Die rechtliche Lage des funkentelegraphischen Nachrichtenverkehrs in der Luftfahrt.

Valeusi, G., Rev. Gén. de l'Él. Tome **3**, 512, 1918. Application des amplificateurs à l'exploitation téléphonique.

Vallauri, G., Cim. (6) **13**, 169, 1917. Sul funzionamento dei tubi a vuoto a tre elettrodi (Audion) usati nella radiotelegrafia.

Wagner, K. W., Arch. f. Elektrot. **6**, 301, 1918. Wanderwellen-Schwingungen in Transformatorwicklungen.

White, W. C., Elektrot. Ztschr. **39**, 109, 1918 (Ref. über E. u. M. **36**, S. 10, nach Gen. El. Rev., 5. X. 1917) Das Pliotron als Schwingungserzeuger (vgl. auch Ann. Phys. Beibl. **41**, 495, 1918, und Telegr. u. Fernspr.-Technik Heft 23, S. 183, 1918).

Whittemore, L. E., s. Hunt, V. A.

Yagi, Hidetsuger, Proc. Inst. Radio Eng. (New York) 5 (6), 433, 1917. On the phenomena in resonance transformer circuits.

(Eingesandt 31. Mai 1918.)



Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 13. 1918. Heft 3.

Inhalt.

Manuskripte für das Jahrbuch sind an die Redaktion: *Dr. G. Eichhorn in Zürich, Hauptpostfach 6123,* zu senden. Zur Erleichterung der Berichterstattung wird um Zusendung einschlägiger Sonderabdrücke und Mitteilung wichtiger Arbeiten für das Literaturverzeichnis gebeten.

Abonnements und Inserate sind an die Verlagsbuchhandlung von *M. Krayn, Berlin W. 10, Genthinerstraße 39* zu richten.

Am 31. Mai verschied an den Auswirkungen einer bösartigen inneren Geschwulst nach längerem Leiden unser verehrter Mitarbeiter

Dr. phil. Max Iklé

In Hamburg geboren, besuchte er das dortige Wilhelm-Gymnasium und kam 19jährig auf die Universität Bonn, wo Heinrich Hertz sein Lehrer war. Später setzte er seine Studien in Berlin fort, wo er schließlich bei Warburg promovierte, und dann Assistent an der Techn. Hochschule wurde. Seine Haupttätigkeit lag aber auf literarischem Gebiete, besonders durch sein weitesten Kreisen bekannt gewordenes Wirken als Übersetzer und Referent ausländischer Arbeiten, sowie durch Überarbeiten fremder Werke in englischer, französischer, italienischer, holländischer und schwedischer Sprache. Junge Physiker verdanken ihm auch die Herausgabe eines sehr verdienstvollen Verzeichnisses über alle Arbeiten auf physikalischem Gebiete.

Menschlich von einer gewinnenden Persönlichkeit, zeichnete sich der Verstorbene besonders durch eine selten hohe Gewissenhaftigkeit und stete freundschaftliche Hilfsbereitschaft aus, wodurch er dem Jahrbuch die wertvollsten Dienste geleistet hat. Die Lücke, die sein Tod für uns entstehen ließ, wird nicht leicht auszufüllen sein. Wir werden unserem ehemaligen Mitarbeiter, der dem Unterzeichneten noch am Tage vor seinem Tode seine zuversichtliche Hoffnung auf baldige Genesung und Wiederaufnahme seiner Tätigkeit mitteilen ließ, ein treues Andenken bewahren.

Eichhorn.

Referate.

N. W. Mc Lachlan, Beiträge zur Theorie der Stromtransformatoren mit Eisenkern für Hochfrequenz. The Electrician, **78**, 382—384, 1916.

McLachlan knüpft an die Versuche von Campbell und Dye[1]) über die Verwendung von Stromtransformatoren für Hochfrequenz mit Eisenkernen aus Stanzblechen (legiertem Eisen) an. Die Theorie dieser Meßmethode hat McLachlan in seiner Abhandlung über „Die Magnetisierung des Eisens bei sehr hohen Frequenzen"[2]) abgeleitet. Die Ergebnisse der darin enthaltenen Betrachtungen sind nachstehend aufgeführt.

Es bedeute:

I_2 = Scheitelwert des Sekundärstromes,

$I_0 = I_2 \cdot \frac{n_2}{n_1}$ = Scheitelwert derjenigen Komponente des Primärstromes, die dem Sekundärstrom I_2 entspricht,

I_m = Scheitelwert des Magnetisierungsstromes, der 90° Phasenverschiebung gegen E_2 hat,

I_w = Scheitelwert der Leistungskomponente des Magnetisierungsstromes,

I_t = Vektorsumme aus I_m und I_w,

I_1 = Primärstrom = Vektorsumme aus I_0 und I_t,

R_2 = gesamter Ohmscher Widerstand des Sekundärkreises einschließlich des Instrumentwiderstandes,

L'_2 = Induktivität im äußeren Stromkreise, einschließlich der Streuinduktivität,

$X_2 = \omega L'_2$,

$\omega = 2\pi\nu$ (ν = Frequenz des primär zugeführten Wechselstromes),

$Z_2 = (R_2^2 + X_2^2)^{1/2}$ = scheinbarer Widerstand des Sekundärkreises mit Ausschluß des induktiven Widerstandes der „inneren" Selbstinduktivität der Wickelung,

---

1) Vgl. „Proc. Roy. Soc.", Serie A, Vol. XC., 1914. Campbell und Dye benutzten zu ihren Versuchen leicht gedämpfte Schwingungen. Die Werte der Induktion $\mathfrak{B}_{max.}$ sind in Stromtransformatoren so niedrig, daß die scheinbare Permeabilität als unveränderlich betrachtet werden darf. Die scheinbare Permeabilität ist daher auch nahezu unveränderlich, wenn die Schwingungen allmählich abklingen.

2) Vgl. „The Electrician" 17. Sept. 1915; Report of British Association 1915; „Journal" I.E.E., Vol. LIV., S. 480, 1916.

$I_2 \cdot R_2$ = Ohmscher Spannungsabfall im Sekundärkreise,
$I_2 \cdot X_2$ = induktiver Spannungsabfall im Sekundärkreise,
E_2 = EMK. des Sekundärkreises = Vektorsumme aus $I_2 \cdot R_2$ und $I_2 \cdot X_2$,
n_1 = primäre Windungszahl,
n_2 = sekundäre Windungszahl,
Φ_m = Feldfluß in Phase mit I_m,
$\theta = \theta_1 - \theta_2$ (vgl. Fig. 1).

Die sekundäre EMK. E_2 dient zur Deckung des Ohmschen und induktiven Spannungsabfalles im Sekundärkreise. Der gegen E_2 um 90° verschobene Magnetisierungsstrom I_m ergibt mit der Leistungskomponente I_w den scheinbaren Magnetisierungsstrom I_t, der mit I_w den Phasenwinkel θ_1 bildet.

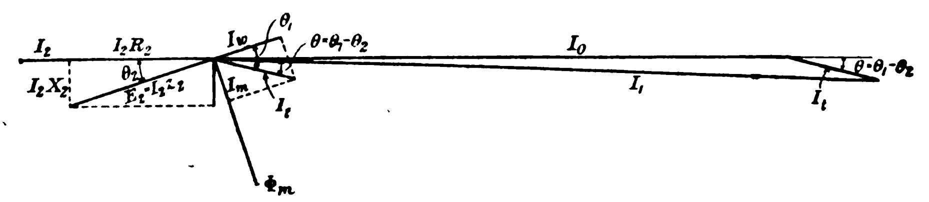


Fig. 1. Vektor-Diagramm eines Stromtransformators mit Sekundärstreuung und Selbstinduktivität im äußeren Sekundärkreis. (Die Wellenformen sind als sinusförmig und ungedämpft angenommen.)

Bei den folgenden Betrachtungen ist die scheinbare Permeabilität μ_s des Eisens als unveränderlich angenommen. Dies erscheint mit Rücksicht darauf zulässig, daß die Induktion $\mathfrak{B}_{max.}$ für Hochfrequenz-Stromtransformatoren gewöhnlich sehr niedrig gewählt wird und die Neigung der Magnetisierungslinien für Wechselstrom in der Nähe des Anfangspunktes ($\mathfrak{B} = 0$) nahezu unveränderlich ist. Aus der Fig. 1 erhalten wir

$$I^2 = I_0^{\,2} + I_t^{\,2} + 2\, I_0\, I_t \cos\theta. \quad (1)$$

Ferner ist der Scheitelwert der sekundär induzierten EMK. E_2 gegeben durch

$$E_2 = \omega\, \mathfrak{B}_{max.} \cdot A\, n_2 \cdot 10^{-8} \text{ Volt} \quad (2)$$

wobei $\mathfrak{B}_{max.}$ den Höchstwert der scheinbaren Induktion im Eisenkern und A den Querschnitt desselben in cm² bedeuten. Die scheinbare Permeabilität des Eisens ist nun $\mu_s = \frac{\mathfrak{B}_{max.}}{\mathfrak{H}_{max.}}$, wobei sich die Feld-

stärke aus der Formel $\mathfrak{H}_{max.} = \frac{4\pi n_1 I_t}{10\,l}$ unter Zugrundelegung des mittleren Feldlinienweges l im Eisenkern bestimmt.

Diese Werte in die Gleichung (2) eingesetzt und die rechte Seite derselben noch mit n_2 erweitert, führt auf die neue Gleichung

$$E_2 = \frac{n_1}{n_2} \cdot \omega \cdot \frac{4\pi n_2^2 A \mu_s}{10\,l} I_t \cdot 10^{-8}\,\text{Volt} = \frac{n_1}{n_2}\omega L_2 I_t = I_2 \cdot Z_2,$$

wobei

$$L_2 = \frac{4\pi n_2^2 A \mu_s}{l} \cdot 10^{-9} = \frac{4 n_2^2 \cdot A \mu_s}{d_m} \cdot 10^{-9}\,\text{Henry}\,^{1)}$$

und d_m den mittleren Durchmesser bei ringförmigem Eisenkern bedeuten. Hieraus folgt

$$I_t = \frac{n_1}{n_2}\frac{I_2 Z_2}{\omega L_2}.$$

Dieser Wert wird für I_t und außerdem $I_2(n_2/n_1)$ für I_0 in die Gleichung (1) eingesetzt, so daß man schließlich erhält

$$I_1^2 = \left(\frac{I_2 n_2}{n_1}\right)^2 + \left(\frac{I_2 n_2 Z_2}{\omega L_2 n_1}\right)^2 + \left(\frac{I_2 n_2}{n_1}\right)^2 \frac{2 Z_2 \cos\theta}{\omega L_2}$$

oder

$$I_1^2/I_2^2 = \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 \cdot \left\{1 + \frac{2 Z_2 \cos\theta}{\omega L_2} + \frac{Z_2^2}{\omega^2 L_2^2}\right\} \tag{3}$$

In der Praxis ist $Z_2/\omega L_2$ klein gegen die Einheit, so daß $Z_2^2/\omega^2 L_2^2$ vernachlässigt werden kann. Die Gleichung (3) vereinfacht sich dann zu

---

1) Anm. des Übersetzers. E_2 ist hiernach offenbar als die EMK. aufzufassen, die vom resultierenden, gemeinschaftlichen Fluß des Transformators erzeugt wird. Nach anderer, üblicherer Darstellungsweise würde man für $\frac{n_1}{n_2} L_2$, besser M = Gegeninduktivität zwischen Primär- und Sekundärwickelung des Transformators schreiben. Die EMK. E_2 ist dann gleichbedeutend mit $\omega M I_t$, wobei, etwas abweichend von der durch McLachlan gegebenen Begriffsbestimmung, unter I_t die Resultierende aus dem auf den Primärkreis umgerechneten Sekundärstrom I_0 und dem Primärstrom mit Ausschluß der zur Deckung der Eisenverluste im Primärteil des Transformators aufzuwendenden Leistungskomponente des Magnetisierungsstromes zu verstehen wäre. (Vgl. hierzu auch: Jaensch, „Beiträge zur vektordiagrammatischen Darstellung der Arbeitsweise des eisenlosen Transformators, des allgemeinen Transformators mit Eisen und des Repulsionsmotors nach Thomson". Dissert. Dresden 1914.)

$$I_1/I_2 = n_2/n_1 \cdot \left(1 + \frac{Z_2 \cos\theta}{\omega L_2}\right) \tag{4}$$

d. h., die prozentuale Abweichung vom Übersetzungsverhältnis ist

$$\frac{100\, Z_2 \cos\theta}{\omega L_2}. \tag{5}$$

Da nun weiter

$$Z_2 = \frac{R_2}{\cos\theta_2} \quad \text{und} \quad \theta = \theta_1 - \theta_2,$$

so folgt auch

$$\frac{100\, R_2}{\omega L_2} \cdot \frac{\cos(\theta_1 - \theta_2)}{\cos\theta_2} = \frac{100\, R_2}{\omega L_2}(\cos\theta_1 + \sin\theta_1 \operatorname{tg}\theta_2) \tag{6}$$

Für Feldstärken $\mathfrak{H}_{max.}$ in dem Bereiche von 1 bis 5 c.g.s. ist der Phasenwinkel θ_1 bei sehr hohen Frequenzen für eine und dieselbe Frequenz nahezu unveränderlich. Da für die Hochfrequenz-Stromtransformatoren $\mathfrak{H}_{max.}$ sehr viel kleiner als 1 c.g.s. gewählt wird, so bleibt als einzige unabhängige Veränderliche in der Gleichung (6) nur der Phasenwinkel θ_2 übrig. Die Schaulinie Fig. 2 zeigt die prozentualen Abweichungen des Übersetzungsverhältnisses mit zunehmendem Winkel θ_2.

Setzen wir $L'_2 = a\, L_2$, wobei a einen veränderlichen Parameter vorstellen möge, der von der sekundären Streuung und der Induktivität im äußeren sekundären Stromkreise abhängt, so kann die rechte Seite der Gleichung (6) auch in der Form

$$\frac{100\, R_2}{\omega L_2} \cos\theta_1 + 100\, a \sin\theta_1 \tag{7}$$

geschrieben werden. Wir bezeichnen $100\,a$ als „prozentuale, gleichwertige Streuung" des mit der Sekundärwickelung verketteten, gesamten Feldflusses. Da nun die scheinbare Permeabilität des Eisens mit erhöhter Frequenz abnimmt, so wird diese Sekundärstreuung wachsen.

Das folgende Beispiel soll die Anwendung der vorstehend abgeleiteten Formeln noch etwas näher erläutern. Die Angaben für den Transformator sind aus der Abhandlung von Campbell und Dye entnommen.[1])

1) Vgl. „Proc. Roy. Soc.".

Beispiel:

R_2 = etw. 10 Ohm	$\omega = 2\pi \cdot 2 \cdot 10^5$ ($\nu = 2 \cdot 10^5$ sek.$^{-1}$)
A = etw. 1,5 cm^2	μ_s = etw. 35
d_m = etw. 4,7 cm	$\cos\theta_1$ = etw. 0,88
n_2 = 200 Wdg.	$\sin\theta_1$ = etw. 0,47
n_1 = 2 Wdg.	

Aus den angegebenen Werten bestimmt sich

$$L_2 = \text{etw. } 1{,}7 \cdot 10^{-3} \text{ Henry}$$ [1])

und

$$100\, R_2 \cdot \cos\theta_1 / \omega L_2 = \text{etw. } 0{,}4,$$

was 0,2 % kleiner ist, als die auf dem Wege des Versuches gefundene Abweichung.[2]) Es würde somit, gemäß Gleichung (7), $100\, a \sin\theta_1 = 0{,}2$ die durch Streuung hervorgerufene Abweichung sein. Dieser kleine Wert ist auch aus dem Grunde wahrscheinlich, daß in unserem Falle der magnetische Kreis aus einem geschlossenen Ring von Stanzblechen bestand, der bei dicht und gleichmäßig darumgelegter Wickelung theoretisch keine Streuung hat.

Bei 0,2 % Abweichung erhalten wir aus

$$100\, a \sin\theta_2 = 0{,}2$$

für

$$100 a = 0{,}43\,\%,$$

somit ist

$$L'_2 = 0{,}0043\, L_2 = 7 \cdot 10^{-6} \text{ Henry.}$$

Der Phasenwinkel θ_2 des Sekundärstromes ergibt sich aus

$$\operatorname{tg}\theta_2 = \frac{\omega L'_2}{R_2}$$

zu etwa 41,5°. Man ersieht hieraus, daß schon eine an sich geringfügige Streuung eine beträchtliche Phasenverschiebung verursacht, ohne indessen das Übersetzungsverhältnis des Transformators wesentlich zu

1) L_2 ist nach der Formel

$$L_2 = \frac{4\, n_2^2\, A\, \mu_s}{d_m} \cdot 10^{-9}$$

berechnet worden. Die genaue Formel für einen dicht bewickelten Ring ist $L_2 = 2\, n_2^2\, h\, \mu_s \cdot \log \text{nat.}\, (a/b) \cdot 10^{-9}$, wobei h die axiale Tiefe des Ringes und a/b das Verhältnis des äußeren zum inneren Durchmesser bedeutet. Für $a/b = 2$ ist die Abweichung des nach der zuerst angegebenen Formel berechneten Wertes vom genaueren Wert etwa 4 %.

2) Diese Abweichung betrug 0,6 %.

beeinflussen. Gleichung (7) und Fig. 2 lassen weiter erkennen, daß bei Anwendung eines Thermomeßinstrumentes mit geringerem wirksamen Widerstand die Phasenverschiebung θ_2 sich bei einer gegebenen Frequenz noch vergrößert, was aber für die Abweichung im Übersetzungsverhältnis wenig ausmacht.

Um die sekundäre Streuung möglichst niedrig zu halten, darf die Wickelung nur aus einer einzigen Lage dünnen Drahtes bestehen, der, eine Windung dicht neben die andere, so eng als möglich um das

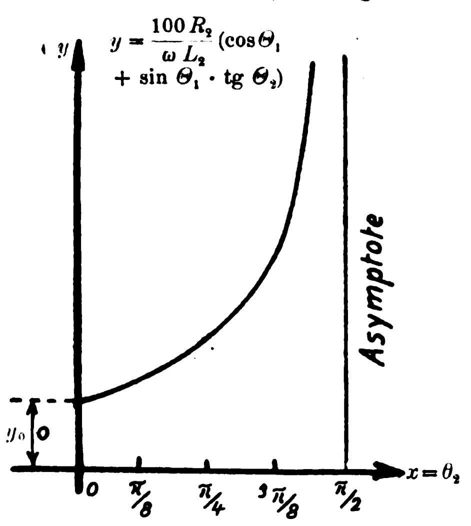


Fig. 2. Schaulinie für die prozentuale Abweichung vom Übersetzungsverhältnis des Transformators bei einer bestimmten Frequenz in Abhängigkeit von der Phasenverschiebung θ_2 des Sekundärstromes.

Eisen zu wickeln ist. Besonders muß auch auf die Widerstandszunahme infolge Hautwirkung achtgegeben werden und es dürfen daher nur sehr feindrähtige Litzen in Anwendung kommen.

Wenn der magnetische Kreis, wie üblich, aus einem Eisenring mit rechtwinkligem Kreuzquerschnitt besteht, so ist die Feldstärke $\mathfrak{H}$ in diesem Querschnitt als veränderlich zu betrachten. Die Verschiedenheiten werden um so beträchtlicher sein, je größer das Verhältnis (a/b) des äußeren zum inneren Durchmesser des Eisenringes ist. Da die Feldstärke am inneren Umfang am größten ist, so werden die Feldlinien sich dort zusammendrängen. In Wirklichkeit ist für unsere Fälle die Feldstärke so klein, daß die scheinbare Permeabilität im ganzen Querschnitt als dieselbe angesehen werden kann. Außerdem ist

es sehr leicht möglich, die durch die Verschiedenheit der Feldstärke bedingten Abweichungen durch entsprechende Abänderung der für L_2 gegebenen Formel zu berücksichtigen. In dem oben angeführten Beispiel, wo das Verhältnis $a/b = 2$ ist, beträgt die Abweichung der nach der Formel $\mathfrak{H}_{max.} = 4\pi n_1 I_t/10\,l$ berechneten Feldstärke vom Mittelwert der im Querschnitt veränderlichen Feldstärke $\mathfrak{H}_{max.}$ etwa $4\,^0/_0$, was das Übersetzungsverhältnis des Transformators nicht merklich beeinflußt.

Eine genaue Untersuchung der möglichen Fälle zeigt, daß bei richtig entworfenen Hochfrequenz-Stromtransformatoren für Frequenzen über $2 \cdot 10^6$ Perioden in der Sekunde der Einfluß der Kapazität des angeschlossenen Instrumentes oder der Sekundärwickelung vernachlässigt werden darf.

Bei den von McLachlan ausgeführten Versuchen war die Sekundärwickelung des Transformators mit einem tragbaren Duddel-Thermogalvanometer verbunden, dessen Induktivität klein genug ist, um, wie die folgende Rechnung zeigt, vernachlässigt zu werden.

Nehmen wir an, daß ein Zehntel der durch Streuung hervorgerufenen Abweichung in dem oben angeführten Beispiel auf Rechnung der Induktivität des Thermogalvanometers zu setzen ist, so würde sich die Induktivität desselben zu $7 \cdot 10^{-6}/2 = 3{,}5$ Mikrohenry berechnen, was für ein derartiges Instrument viel zu groß ist. Bei Frequenzen in der Größenordnung von 10^6 Perioden in der Sekunde können allerdings Wirbelströme im Heizdraht eine Vergrößerung des Ausschlages am Instrument bewirken, was aber kaum von Belang sein dürfte.

Wird die sekundäre Streuung in einem Hochfrequenz-Stromtransformator mit Eisenkern vernachlässigt, so ist der Sekundärstrom in Phase mit der EMK. E_2 zu zeichnen, wie es das Vektordiagramm Fig. 3 zeigt.

Die Abweichung im Übersetzungsverhältnis berechnet sich dann zu

$$\frac{100\,R_2 \cos\theta_1}{\omega L_2} \tag{8}$$

Wird ein Duddel-Thermogalvanometer mit den Sekundärklemmen des Transformators verbunden, so kann nach unseren Betrachtungen die EMK. E_2 für einen bestimmten Strom auch bei wechselnder Frequenz als unveränderlich angenommen werden. Da

$$\mathfrak{B}_{max.} = \frac{E_2 \cdot 10^8}{4{,}44 \cdot a\,n_2 \cdot \nu} = \text{const.}/\nu$$

ändert sich $\mathfrak{B}_{max.}$ somit in umgekehrtem Verhältnis zur Frequenz.

Daraus folgt weiter, daß die scheinbare Permeabilität für eine bestimmte Feldstärke abnimmt, wenn die Frequenz wächst, da ja $\mathfrak{B}_{max.}$ dann ebenfalls mit steigender Frequenz sinkt. Da $\cos\theta_1$ (Fig. 3) nahezu als unveränderlich zu betrachten ist, so hängt bei einem gegebenen Widerstand R_2 die Abweichung im Übersetzungsverhältnis des Transformators von ωL_2, oder weil ωL_2 proportional zu $\mu_s \cdot \nu$, von

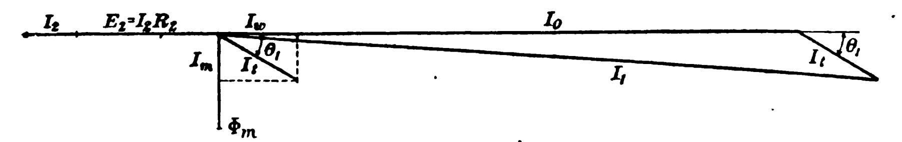


Fig. 3. Vektor-Diagramm eines Stromtransformators mit zu vernachlässigender Kapazität und Induktivität im Sekundärkreis. (Der Sekundärstrom J_2 und die EMK. E_2 sind in Phase.)

diesem Produkt $\mu_s \cdot \nu$ ab. Die Tabelle I zeigt die für eine unveränderliche EMK. E_2 erhaltenen Werte. Die Induktion $\mathfrak{B}_{max.}$ ist dabei jedoch viel größer angenommen, als für Hochfrequenz-Stromtransformatoren üblich ist.

Tabelle I.

(Legiertes Eisenblech 0,47 mm stark.)

Scheinbare Permeabilität μ_s	Frequenz ν in Per. i. d. Sek.	Produkt $\mu_s \cdot \nu$	Induktion $\mathfrak{B}_{max.}$ für unveränderl. EMK.
40,5	$2 \cdot 10^5$	$8{,}1 \cdot 10^6$	100
30,2	$3 \cdot 10^5$	$9{,}1 \cdot 10^6$	67
25,0	$4 \cdot 10^5$	$10{,}0 \cdot 10^6$	50
21,6	$5 \cdot 10^5$	$10{,}8 \cdot 10^6$	40

Obwohl $\mathfrak{B}_{max.}$ und μ_s mit wachsender Frequenz abnehmen, nimmt das Produkt $\mu_s \cdot \nu$ zu, d. h. die Abweichung vom Übersetzungsverhältnis des Transformators wird mit steigender Frequenz geringer. Für eine bestimmte Frequenz nimmt das Produkt $\mu_s \cdot \nu$ mit der Feldliniendichte zu.

Bei einem von McLachlan entworfenen Transformator war das Eisen mit $\mathfrak{B}_{max.}$ etwa = 0,035 c. g. s. gesättigt. Die Frequenz betrug $2 \cdot 10^5$ Per. i. d. S. und der Primärstrom 5 Amp. Das Übersetzungsverhältnis des Transformators war 1 : 100, die nach Gleichung (3) berechnete Abweichung 0,2 %. Derselbe Transformator wurde bei 50 und 500 Per. i. d. Sek. untersucht, wobei die Abweichung vom genauen Übersetzungsverhältnis sich zu 14 bzw. 1 % ergab. Die für

diese Grenzfälle berechneten Werte des Produktes $\mu_s \cdot \nu$ enthält die Tabelle II.

Tabelle II.
(Legiertes Eisenblech 0,47 mm stark.)

Scheinb. Permeabilität μ_s	Frequenz ν in Per. i. d. Sek.	Induktion $\mathfrak{B}_{max.}$	Primärstrom in Amp.	Übersetzungsverh. n_2/n_1	Produkt $\mu_s \cdot \nu$
1000[1])	50	140	5,0	100	$5 \cdot 10^4$
400[1])	100	14	5,0	100	$2 \cdot 10^5$
30	$2 \cdot 10^5$	0,035	5,0	100	$6 \cdot 10^6$

Bei so geringen Sättigungen sind die Magnetisierungsverluste klein und das Eisen bleibt vollkommen kalt. Sowohl der eigentliche Magnetisierungsstrom, als seine Leistungskomponente sind geringer, als bei einem Niederfrequenz-Stromtransformator derselben Größe. Eine überschlägliche Rechnung zeigte, daß in dem oben genannten Transformator die Eisenverluste bei 50 Per. i. d. Sek. etwa viermal so groß sein würden, als bei $2 \cdot 10^5$ Per. i. d. Sek., wenn der Primärstrom in jedem Fall 5 Amp. wäre.

Versuchsergebnisse zeigen ferner, daß μ_s mit abnehmender Dicke der Stanzbleche wächst, indem die Streuung dabei niedriger wird. Je dünner also bei bestimmtem Kreuzquerschnitt des Eisenkerns die Bleche sind, desto genauer wird das Übersetzungsverhältnis des Transformators sein.

(Nach dem Englischen von Osk. Naumann.)

1) Aus Versuchsergebnissen, die L. W. Wild in „Magnetisierung des Eisens bei niederen Induktionen" mitgeteilt hat, abgeleitet. (Vgl. „Journal" I. E. E., Vol. 52, S. 96, 1912.)

(Eingesandt 26. Januar 1917.)

Adresse des Referenten: Dipl.-Ing. Osk. Naumann, Charlottenburg, Kaiserin-Augusta-Allee 30.

Bouvier und **Chireix**, Untersuchungen über die Resonanzverhältnisse im Niederfrequenzkreis der drahtlosen Sendeanlage und Ermittlung ihrer Bestimmungsgrößen.

Vorbemerkung. Die nachfolgenden Betrachtungen sind aus vier Arbeiten von Bouvier und Chireix entnommen[1]), die aneinander

1) Vgl. P. Bouvier, La Lumière Electrique, Bd. XX, Nr. 46 vom 16. Nov. 1912, S. 382 und Bd. XXV, Nr. 13 vom 28. März 1914, S. 385, so-



anschließend die gleiche Aufgabe behandeln und daher zweckmäßigerweise im Zusammenhang wiedergegeben werden. Es handelt sich dabei um die Vorausbestimmung der Resonanzverhältnisse des aus Wechselstromerzeuger, Transformator, zusätzlichen Spulen und Kondensatorenbatterie gebildeten Niederfrequenzkreises solcher drahtloser Sendeanlagen, in denen die Hochfrequenz durch Entladung der Kondensatorenbatterie über eine Funkenstrecke erzeugt wird und die bekanntlich dann am günstigsten arbeiten, wenn die Eigenschwingungszahl des Niederfrequenzkreises in Resonanz zur Frequenz des aufgedrückten Wechselstromes gebracht wird.

Die Aufgabe läuft im wesentlichen darauf hinaus, die für die Resonanz wirksame Induktivität der ganzen Anlage festzulegen. Es ist natürlich, daß diese Größe nicht ganz einfacher Natur sein kann, da nicht allein die Gesamtheit aller in den Stromkreisen des Transformators enthaltenen Induktivitäten, sondern auch die Selbstinduktivität des Stromerzeugers und der Einfluß der Ankerrückwirkung durch sie zum Ausdruck gebracht werden muß. Zur Vereinfachung denkt sich Bouvier[1]) zunächst die Kapazität des Sekundärkreises durch eine im Verhältnis der Quadrate der Windungszahlen des Transformators größere Kapazität im Primärkreis ersetzt und führt damit die Aufgabe auf die Betrachtung des einfachen Schwingungskreises zurück, dessen gesamte Induktivität unter Berücksichtigung der Ankerrückwirkung im Stromerzeuger durch Annahme einer scheinbaren Selbstinduktivität auf dem Wege eines Kurzschlußversuches im Primärkreise näherungsweise leicht bestimmt werden könnte. Der Transformator wäre sonach lediglich als ein Vervielfacher der Primärspannung anzusehen, was indessen den wirklichen physikalischen Bedingungen insofern nicht entspricht, als bei einer derartigen Betrachtungsweise den Kopplungsverhältnissen zwischen Primär- und Sekundärwicklung keine Rechnung getragen ist. Die Einsetzung eines Berichtigungsfaktors σ führt auf die bereits durch die Abhandlungen von Seibt[2]) u. a. allgemein bekannte Bedingung für den Resonanztransformator: $1/\omega C = (1 - k^2)\omega L_2 = \sigma \omega L_2$. Natürlich ist der Kopplungsfaktor k hierbei in etwas erweitertem Sinne aufzufassen, indem er sich nicht aus den Induktivitäten der Transformatorwicklungen allein, sondern aus sämtlichen in den Stromkreisen enthaltenen, scheinbaren und wirklichen

---

wie Chireix, La Lumière Electrique, Bd. XXX, Nr. 33 vom 28. August 1915, S. 193 und Bd. XXXV, Nr. 46 vom 2. Dez. 1916, S. 181.

1) Vgl. La Lumière Electrique, Bd. XX, Nr. 46.

2) Vgl. E. T. Z 1904, S. 276.

Selbstinduktivitäten bestimmt. Die Ermittlung der für die Resonanz wirksamen Induktivität kann, wie Bouvier darlegt, in diesem Fall durch Leerlauf- und Kurzschlußversuche vorgenommen werden.

Die zweite Arbeit von Bouvier[1]) ist der Behandlung des unstationären Zustandes während des Funkenspiels gewidmet. Die sich daraus ergebenden Betriebsbedingungen sind für den Entwurf der Sendeanlage von maßgebender Bedeutung. Die Betrachtungen sind wieder auf die Verhältnisse des einfachen Schwingungskreises zurückgeführt, indem die Sekundärkapazität im Quadrat des Übersetzungsverhältnisses des Transformators auf die Primärseite umgerechnet und von einer Berücksichtigung der durch die Streuung im Transformator bedingten Eigentümlichkeiten Abstand genommen wird. Es zeigt sich, daß die an der Funkenstrecke in Schwingungsleistung umzusetzende, sowie die vom Stromerzeuger zuzuführende Leistung und die Verluste im Niederfrequenzkreis im wesentlichen Funktionen zweier Größen, der Funkenzahl, d. h. der Zahl der Funkenübergänge in der Sekunde zwischen den Polen der Funkenstrecke und der Überspannungszahl sind. Die Überspannungszahl ist dabei bestimmt als Verhältnis des gesamten induktiven (Blind-) Widerstandes im Ersatzschwingungskreis zu dem scheinbaren Ohmschen (Wirk-) Widerstand, der sich aus dem Leistungsverlust im Niederfrequenzkreis berechnet. Durch Formeln und Anwendungsbeispiele wird insbesondere auch gezeigt, daß die Zahl der Funkenübergänge in der Sekunde, mit der man bei Volleistung zu arbeiten wünscht, für die Wahl der Maschinen und Apparate des Niederfrequenzkreises bestimmend ist und daß der Wirkungsgrad der Anlage für eine gegebene Frequenz mit dieser Funkenzahl wächst.

Chireix[2]) knüpft an die von Bouvier entwickelten Formeln an und zeigt weiter, daß die nutzbare Leistung an der Funkenstrecke in sehr einfacher Weise auch durch das Produkt aus einem Proportionalitätsfaktor K, der effektiven Leerlaufsspannung E des Wechselstromerzeugers und der Kurzschlußstromstärke J_k im Primärkreis des Transformators dargestellt werden kann, wobei K wiederum nur von der Funken- und Überspannungszahl abhängt. Es lassen sich Zahlentafeln aufstellen, aus denen der entsprechende Wert dieses Faktors K für beliebige Überspannungs- und Wechselzahlen zwischen zwei aufeinanderfolgende Funkenübergängen entnommen und damit die Nutzleistung der Anlage ohne weiteres berechnet werden kann. Auch der Wirkungs-

1) Vgl. La Lumière Electrique, Bd. XXV, Nr. 13.
2) Vgl. La Lumière Electrique, Bd. XXX, N. 33.

grad, die Verluste und der normale Betriebsstrom der Anlage sind aus derartigen Zahlentafeln in Abhängigkeit dieser zwei Größen zu bestimmen. Es ergibt sich weiter, daß die an der Funkenstrecke verfügbare Nutzleistung bei sonst ungeänderten Verhältnissen im Niederfrequenzkreis für eine ganz bestimmte Funkenzahl einen Höchstwert erreicht, während der Wirkungsgrad mit der Funken- und auch der Überspannungszahl anwächst. — Theoretisch betrachtet gestatten die Chireixschen Formeln die jeder Anlage eigentümlichen Betriebsdaten unmittelbar zu berechnen, ohne daß andere, als die bereits angegebenen Leerlaufs- und Kurzschlußmessungen nötig wären. Gleichwohl ist es fraglich, ob sie zu Ergebnissen führen, die den Bedingungen der Wirklichkeit entsprechen, wie es auch ohne weiteres nicht möglich sein dürfte, mit den Formeln, die Bouvier aus seinen Betrachtungen des unstationären Zustandes ableitet, genaue Rechnungsgrundlagen zum Entwurf einer Sendeanlage zu gewinnen. Die Voraussetzung, daß der Transformator als sogenannter „vollkommener" Transformator nur die Übertragung der Leistung vom Primär- auf den Sekundärkreis bewirkt und sich im übrigen als ein am Resonanzvorgang unbeteiligtes Zwischenglied verhält, trifft ja tatsächlich niemals zu. Auch sind die Betrachtungen der wechselnden Sättigungsverhältnisse des Eisens im Stromerzeuger und Transformator nicht berücksichtigt, obwohl diese, wenigstens bei Resonanztransformatoren mit offenem magnetischen Kreis und geringen magnetischen Dichten, eine mehr untergeordnete Rolle spielen mögen. —

Beachtenswert in diesem Zusammenhang erscheint die Erweiterung der Theorie, die Chireix mit seinem „Beitrag zu den Transformatoren der drahtlosen Telegraphie"[1]) bietet. Er beweist darin, daß bei Verwendung eines mit Streuung behafteten Transformators, die an der Funkenstrecke verfügbare Nutzleistung immer unter dem Wert des Produktes KEJ_k liegt und drückt dies durch Multiplikation mit einem Berichtigungsfaktor χ aus, der kleiner als die Einheit ist.

Um die Beziehungen dieses Berichtigungsfaktors zu den Bestimmungsgrößen der Anlage darzulegen, können, nach Chireix, die weiteren Erörterungen auf die Betrachtung des eingeschwungenen Zustandes beschränkt werden, wobei allerdings Voraussetzung ist, daß die Berücksichtigung der Streuungsverhältnisse im Transformator keinen nennenswerten Einfluß auf die Überspannungs- und Funkenzahl und den davon abhängigen Wirkungsgrad der Anlage ausüben. Diese Vorausset-

1) Vgl. La Lumière Electrique, Bd. XXXV, Nr. 46.

zung erscheint darin begründet, daß der Wirkungsgrad der ganzen Anlage in der Hauptsache durch den des Wechselstromerzeugers bestimmt ist. Eine Veränderung im Ansatz der Leistungsverluste des Transformators, die etwa mit Beachtung seiner Streuungsverhältnisse vorgenommen werden müßte, macht daher für den Gesamtwirkungsgrad nur wenig aus. Mit Annahme eines als fest gegebenen Gesamtwirkungsgrades ist aber auch der Proportionalitätsfaktor K, der den Besonderheiten des Betriebes während des Funkenspiels Rechnung trägt, als unveränderlich zu betrachten, so daß in dieser Hinsicht eine besondere Rücksichtnahme nicht mehr erforderlich wird. Es gelingt dann leicht, die Abhängigkeit des Berichtigungsfaktors χ von den Kopplungsverhältnissen des Transformators auf dem angedeuteten Wege formelmäßig zu erfassen und auch die Beziehungen zu den meßbaren Leerlaufs- und Kurzschlußströmen des Niederfrequenzkreises darzustellen. Als besonderes Ergebnis wird noch gefunden, daß zur Einhaltung der günstigsten Betriebsbedingungen der Anlage das Verhältnis des Leerlaufsstromes für den Transformator zum Kurzschlußstrom des Wechselstromerzeugers einen ganz bestimmten, für jede Transformatorenart aus den Formeln zu ermittelnden Wert haben muß. Damit ist dann das Kupfergewicht der Wicklungen, wie überhaupt die ganze Zusammensetzung des Niederfrequenzkreises festgelegt. Für die wirksame Induktivität der Anlage, die sich Chireix in den Primärkreis des Transformators verlegt denkt, ergibt sich nach Einführung eines weiteren Berichtigungsfaktors derselbe Ausdruck, wie ihn Bouvier bereits in seiner ersten Arbeit[1]) aus der Resonanzbedingung für den mit Streuung behafteten Transformator abgeleitet hat. — Ein kurzes Rechnungsbeispiel läßt die Anwendung der von Chireix entwickelten Beziehungen noch etwas deutlicher erkennen. Die Mitteilung versuchmäßig gewonnener Betriebsdaten wirklich ausgeführter Sendeanlagen, die einen Schluß auf die praktische Zulässigkeit der den Betrachtungen zugrunde gelegten Hypothesen erleichtert hätte, ist leider zu vermissen. —

Wir geben nunmehr die Überlegungen von Bouvier und Chireix selbst auszugsweise wieder.

Ersetzen wir mit Bouvier[2]) die Kapazität C der Kondensatoren im Sekundärkreis durch eine im Quadrat des Verhältnisses der Windungszahlen des Transformators größere Kapazität $a^2 \cdot C$ im Primärkreis, so erhalten wir einen Ersatzschwingungskreis, dessen wirksame In-

---

1) Vgl. La Lumière Electrique, Bd. XX, Nr. 46.
2) Vgl. La Lumière Electrique, Bd. XX, Nr. 46.

duktivität außer der Selbstinduktivität zusätzlicher Spulen im Primärkreis, eine Induktivität umfaßt, die der Ankerstreuung des Wechselstromerzeugers entspricht; die Summe dieser Induktivitäten werde mit L bezeichnet. Außerdem ist der Ankerrückwirkung im Stromerzeuger Rechnung zu tragen. Die E.M.K. der Ankerrückwirkung wird zu diesem Zwecke unter gleichzeitiger Einführung der scheinbaren Selbstinduktivitäten λ und λ' in eine leistungslose und eine Leistungskomponente zerlegt. Bedeutet φ die Phasenverschiebung des Ankerstromes J gegen die E.M.K. des Stromerzeugers, so ist die leistungslose Komponente gegeben durch:

$$\omega \lambda \cdot J_o = \omega \lambda \cdot J \sin \varphi$$

und die Leistungskomponente durch:

$$\omega \lambda' \cdot J_a = \omega \lambda' \cdot J \cos \varphi .$$

Damit ergibt sich aus der Resonanzbeziehung für den einfachen Schwingungskreis:

$$Z = 1/\omega C = a^2 \omega (L + \lambda').$$

Die Summe der Induktivitäten läßt sich näherungsweise am einfachsten durch einen Kurzschlußversuch des Stromerzeugers über die zusätzlichen Spulen des Primärkreises bestimmen, indem dann die Leistungskomponente des Stromes sehr klein und daher:

$$\omega \lambda' J_o = \omega \lambda J_k$$

ist. Mit großer Annäherung gilt auch für den Kurzschlußfall:

$$E = \omega (L + \lambda) \cdot J_k$$

oder

$$\omega (L + \lambda) = E/J_k .$$

Setzt man

$$L + \lambda' = L + \lambda ,$$

das heißt

$$\lambda' = \lambda ,$$

so wäre damit der Blindwiderstand Z aus der Gleichung:

$$Z = a^2 \cdot E/J_k \tag{A}$$

bestimmt. Voraussetzung für die Zulässigkeit dieses Verfahrens ist, daß λ und λ' nicht wesentlich voneinander verschieden sind. Dies trifft bei wenig gesättigten Wechselstromerzeugern zu, wenn die Ausbreitung des aus den Feldpolen hervortretenden magnetischen Flusses gleich dem Polschritt ist.[1]) Diese letztere Bedingung ist besonders gut bei vielpoligen Wechselstromerzeugern erfüllt.

1) Nach Guilbert, Eclairage Electrique vom 7. März 1903 sind die Komponenten der E.M.K. der Rückwirkung gegeben durch:



Indessen sind die nach der Formel (A) zu berechnenden Werte Z, wie einem von **Bouvier** gegebenen Rechnungsbeispiel zu entnehmen ist, nicht richtig, da die Streuungsverhältnisse des Transformators nicht berücksichtigt sind.

Für den Resonanzwert der Kapazität ist daher richtiger, die bekannte[1]) Bedingung des Resonanztransformators:

$$1 / \omega C = \left(1 - \frac{M^2}{L_1 L_2}\right) \omega L_2 = (1 - k^2) \omega L_2$$

oder nach **Bouvier**:

$$1 / \omega C = \sigma \cdot \omega L_2 = Z$$

einzuführen, wobei unter M die Gegeninduktivität der Transformatorwicklungen, $L_1 = L' + \lambda'$ die Summe aller Selbstinduktivitäten des Primärkreises und L_2 die Summe aller Selbstinduktivitäten des Sekundärkreises verstanden werde. Der wirksame induktive (Blind-) Widerstand Z der ganzen Anordnung ist näherungsweise auch in diesem Falle aus Leerlaufs- und Kurzschlußversuchen zu bestimmen.

Der Leerlaufsversuch am Stromerzeuger gibt zunächst die E.M.K. desselben für eine bestimmte Erregung. Aus der Messung des Leerlaufsstromes J_λ für den Transformator bei derselben Erregung der Maschine erhält man dann die Summe der Selbstinduktivitäten des Primärkreises vermöge der Beziehung:

$$E = \omega (L' + \lambda) \cdot J_\lambda$$

oder, indem λ' für λ gesetzt wird, auch aus der Formel:

$$E = \omega (L' + \lambda') J_\lambda = \omega L_1 \cdot J_\lambda . \qquad (1)$$

Schließlich wird der Primär- und Sekundärstrom bei sekundär kurzgeschlossenem Transformator gemessen. Man hat dann unter Vernachlässigung der Ohmschen Widerstände:

$$Fi = \frac{4}{\pi^2} \cdot \frac{a}{b} \sin\left(\frac{b'}{a} \cdot \frac{\pi}{2}\right) \sin\left(\frac{b}{a} \cdot \frac{\pi}{a}\right) N J_o = A J_o ,$$

$$Fi' = \frac{4}{\pi^2} \cdot \frac{a}{b} \sin\left(\frac{b}{a} \cdot \frac{\pi}{2}\right) \left[1 - \cos\left(\frac{b}{a} \cdot \frac{\pi}{2}\right)\right] N J_a = B J_a ,$$

wobei

a = Polschritt,
b = Ausbreitung des aus den Feldpolen hervortretenden Feldflusses,
a' = Windungszahl einer Ankerspule
b' = Wicklungsschritt,

bedeuten. Setzt man λ und λ' proportional zu den Koeffizienten A bzw. B, so folgt für $\lambda = \lambda'$ hieraus: $\sin\left(\frac{b}{a} \cdot \frac{\pi}{2}\right) = 1 - \cos\left(\frac{a}{b} \cdot \frac{\pi}{2}\right)$, d. h. $a = b$.

1) Vgl. **Seibt**, E. T. Z. 1904, S. 276.

$$E = \omega L_1 J_{1k} + \omega M J_{2k} \tag{2}$$

und

$$0 = \omega M J_{1k} + \omega L_2 J_{2k}. \tag{3}$$

Aus den Gleichungen (2) und (3) folgt:

$$J_{2k} = -\frac{M}{L_2} J_{1k},$$

was in die Gleichung (2) eingesetzt

$$E = \omega L_1 J_{1k} \cdot \left(1 - \frac{M^2}{L_1 L_2}\right) = \omega L_1 J_{1k} \cdot \sigma \tag{4}$$

ergibt. In Verbindung mit der Gleichung (1) folgt hieraus weiter:

$$\sigma = \frac{J_\lambda}{J_{1k}}. \tag{5}$$

Aus den Gleichungen (2) und (3) erhält man auch nach Entfernung von M:

$$E = \omega L_1 J_{1k} - \frac{\omega L_2 J_{2k}^2}{J_{1k}} = \frac{E}{\sigma} - \frac{\omega L_2 J_{2k}^2}{J_{1k}},$$

sodaß sich schließlich ergibt:

$$Z = \sigma \omega L_2 = \frac{E(1 - \sigma)}{J_{2k}^2} \cdot J_{1k} = E \cdot \frac{J_{1k} - J_\lambda}{J_{2k}^2}. \tag{B}$$

Bouvier gibt ein weiteres Rechnungsbeispiel für einen eisengeschlossenen Transformator, wonach der gemäß Formel (B) berechnete Wert Z von dem wirklichen, durch Versuche an diesem Transformator aus der Resonanzkapazität ermittelten Wert des wirksamen induktiven Widerstandes um etwa 4 % abweicht.

Der Betrachtung des unstationären Zustandes[1]) seien einige Bemerkungen über den Arbeitsvorgang der auf Resonanz im Niederfrequenzkreis abgestimmten Sendeanlagen vorausgeschickt.

Vom Augenblick des Einschaltens der Stromquelle wächst der Scheitelwert der Sekundärspannung nach einer Exponentialfunktion, so daß im Verlauf einiger Perioden die Durchbruchsspannung der Funkenstrecke erreicht ist. Damit entlädt sich die Kondensatorbatterie unter Hochfrequenzschwingungen über den mit der Antenne gekoppelten Schwingungskreis. Im Augenblick des Funkenüberganges ist die Kapazität im Sekundärkreis des Transformators kurzgeschlossen und damit die Resonanz mit der Frequenz des aufgedrückten Wechselstromes gestört. Erst mit Erlöschen der Funken wird dieser Kurzschluß wieder aufgehoben und das Spiel beginnt von neuen. Um einen einwandfreien

1) Vgl. La Lumière Electrique, Bd. XXV, Nr. 13.

Betrieb der Anlage zu erzielen, ist es von Wichtigkeit, daß die Dauer dieses Kurzschlusses durch den Funken so kurz und auch der aufgedrückte Wechselstrom dabei so niedrig wie möglich gehalten werde. Aus diesem Grunde muß die Funkenstrecke so eingestellt sein, daß der Durchbruch in der Nähe des Resonanzwertes der Sekundärspannung (z. B. bei A, vgl. Fig. 1) erfolgt.[1]) Durch Drehung der Elektroden

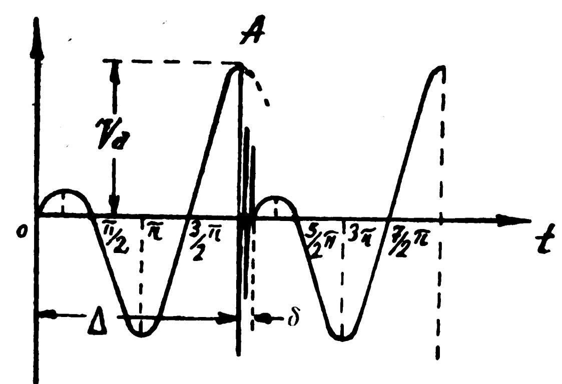


Fig. 1. V_d Durchbruchsspannung für die Funkenstrecke.

oder Anblasen derselben während des Funkenspiels ist ferner der Lichtbogenbildung erfolgreich entgegenzuwirken.

In den mit Wechselstrom niederer Frequenz (50 bis 100 Perioden) betriebenen Anlagen ist die Dauer des Kurzschlusses, ohne Rücksicht auf die Wellenlänge und das Dekrement des Hochfrequenzkreises, gegenüber der Zeitdauer einer Periode des aufgedrückten Wechselstromes sehr gering, d. h. man kann die Zeit δ gegen Δ vernachlässigen (vgl. Fig. 1).

Dasselbe trifft bei kleinen und mittleren, mit Wechselstrom von 500 bis 1000 Perioden betriebenen Anlagen zu, solange die Wellenlänge 2500 bis 3000 m bei einem Dekrement in der Größenordnung von 0,15 bis 0,20 nicht überschreitet.

1) Im Resonanzfall ist die Kondensatorspannung gegen den Strom um 90° verschoben. Tritt der Durchbruch der Funkenstrecke im Resonanzwert der Sekundärspannung ein, so ist demzufolge der Strom gleich Null. Der über die Funkenstrecke gehende Strom steigt von Null bis zu einem höchsten Wert an, den er nach etwa $^1/_4$ Periode erreicht. Da, wie später gezeigt wird, die Dauer des Kurzschlusses in den meisten Anlagen sehr begrenzt ist, hat der Strom nicht die Möglichkeit, einen erheblichen Wert anzunehmen.

Auch bei Anlagen mit Stoßerregung kann, wegen der starken Dämpfung des in Betracht kommenden Schwingungskreises, die Dauer des Kurzschlusses außer acht gelassen werden.

Bei Großstationen allerdings, die mit 500 bis 1000 periodigem Wechselstrom gespeist, unter Verwendung wenig gedämpfter Schwingungen, leicht Wellenlängen bis 10000 m erreichen, ist die Vernachlässigung von δ gegen Δ nicht ohne weiteres zulässig, indem die Dauer des Kurzschlusses in diesem Fall leicht von der Größenordnung einer Wechselstromperiode sein kann. Jedoch besteht hier die Möglichkeit, auf den Wert δ künstlich durch Anblasen der Funkenstrecke oder Auseinanderziehen ihrer Elektroden einzuwirken.

Die folgenden Betrachtungen sollen sich nur auf die Fälle erstrecken, in denen die Dauer des Kurzschlusses gegenüber der zum Einschwingen der Sekundärspannung auf den Resonanzwert nötigen Zeit vernachlässigt werden kann und zwar besteht die von Bouvier vorgenommene Aufgabe darin, aus den Bedingungen des nicht stationären Vorganges die Bestimmungsgrößen des Niederfrequenzkreises unter Zugrundelegung einer gegebenen, im Schwingungskreis umzusetzenden Leistung und Funkenzahl zu ermitteln.

Es bezeichnen:

P_c = Leistung an der Funkenstrecke = Leistung in der Kondensatorenbatterie,

P = Gesamtleistung des Wechselstromerzeugers,

P_v = Leistungsbetrag entsprechend den Verlusten im Niederfrequenzkreis,

m = Funkenzahl in der Sekunde,

ν = Frequenz des aufgedrückten Wechselstromes ($\omega = 2\pi\nu$ = Kreisfrequenz),

R = Verlust- (Wirk-) Widerstand entsprechend den Gesamtverlusten,

ωL = gesamter induktiver (Blind-) Widerstand des Ladestromkreises, unter Berücksichtigung der induktiven Widerstände, die der Streuung im Transformator und Ankerrückwirkung im Stromerzeuger entsprechen,

C = Kapazität der Kondensatoren des Ladestromkreises,

$\alpha = R/2L$ = Dämpfungszahl des Ladestromkreises,

$s = \omega L/R$ = Überspannungszahl,

E_{eff} = Effektivwert der EMK. des Stromerzeugers,

J_{eff} = „ des Stromes im Stromerzeuger,

V_1 = primäre Klemmenspannung des Transformators,
V_2 = sekundäre ,, ,, ,,
a = Übersetzungsverhältnis des Transformators.

Zur Vereinfachung der Rechnungen führt Bouvier wieder die Betrachtungen auf die Verhältnisse des einfachen Schwingungskreises zurück, der Induktivität und Kapazität in Reihenschaltung mit der Wechselstromquelle enthält und ersetzt zu diesem Zwecke die Kapazität der Kondensatoren im Sekundärkreis durch eine im Quadrat des Verhältnisses der Windungszahlen des Transformators größere Kapazität im Primärkreise. Die Umrechnung entspricht zwar nicht den tatsächlichen Bedingungen, immerhin erscheinen die Überlegungen Bouviers für die Betrachtung der nicht stationären Vorgänge beachtenswert.

Im Augenblick des Funkenüberganges sei die Zeit $t_0 = 0$; dann ist die EMK. $E = E_0 \sin \omega t = 0$ und auch der Strom $J = 0$, da voraussetzungsgemäß Resonanz im Stromkreise herrschen und der Strom mit der EMK. daher phasengleich sein soll. Zu einer beliebigen Zeit t gilt dann.

$$E = E_0 \sin \omega t = R J + L \frac{dJ}{dt} + \frac{1}{a^2 C} \int J dt. \tag{6}$$

Nach Einführung der Resonanzbedingung $\omega L = 1/a^2 \omega C$ ergibt sich als Lösung der Gleichung (6):

$$J = \frac{E_0}{R} \left\{ (1 - e^{-\alpha t}) \sin (\omega t) + \cos (\omega t) \frac{1}{2 s} e^{-\alpha t} \right\}.$$

Die Überspannungszahl s liegt der Größenordnung nach gewöhnlich zwischen 4 und 10. Der zweite Ausdruck in der Klammer ist daher ziemlich klein und kann vernachlässigt werden, sodaß man näherungsweise erhält:

$$J = \frac{E_0}{R} [1 - e^{-\alpha t}] \cdot \sin (\omega t). \tag{7}$$

Für die Primärspannung V_1 folgt weiter:

$$V_1 = L \frac{dJ}{dt} = \frac{\omega L}{R} \cdot E_0 \cdot \left[\cos (\omega t)(1 - e^{-\alpha t}) + \frac{\alpha}{\omega} e^{-\alpha t} \sin (\omega t) \right].$$

Das zweite Glied der Klammer mit $\alpha/\omega = R/2 \omega L = 1/2 s$ ist wiederum als sehr klein zu vernachlässigen, sodaß näherungsweise gilt:

$$V_1 = s \cdot E_0 \cdot \cos (\omega t)(1 - e^{-\alpha t}). \tag{8}$$

In der Fig. 2 sind die dem Strom J und der Spannung V_1 (bzw. $V_2 = a \cdot V_1$) entsprechenden Schaulinien gezeichnet. Erfolgt der Durchbruch der Funkenstrecke bei A (Fig. 2), so haben wir in jeder Halbperiode einen Funkenübergang, in der Sekunde bei der Frequenz ν

also 2ν Funkenübergänge; erfolgt der Überschlag bei *B*, *C*, *D* usw., so finden dementsprechend $2\nu/2$, $2\nu/3$, $2\nu/4$ usw. Funkenübergänge in der Sekunde statt. Aus der Formel (8) können wir nun die

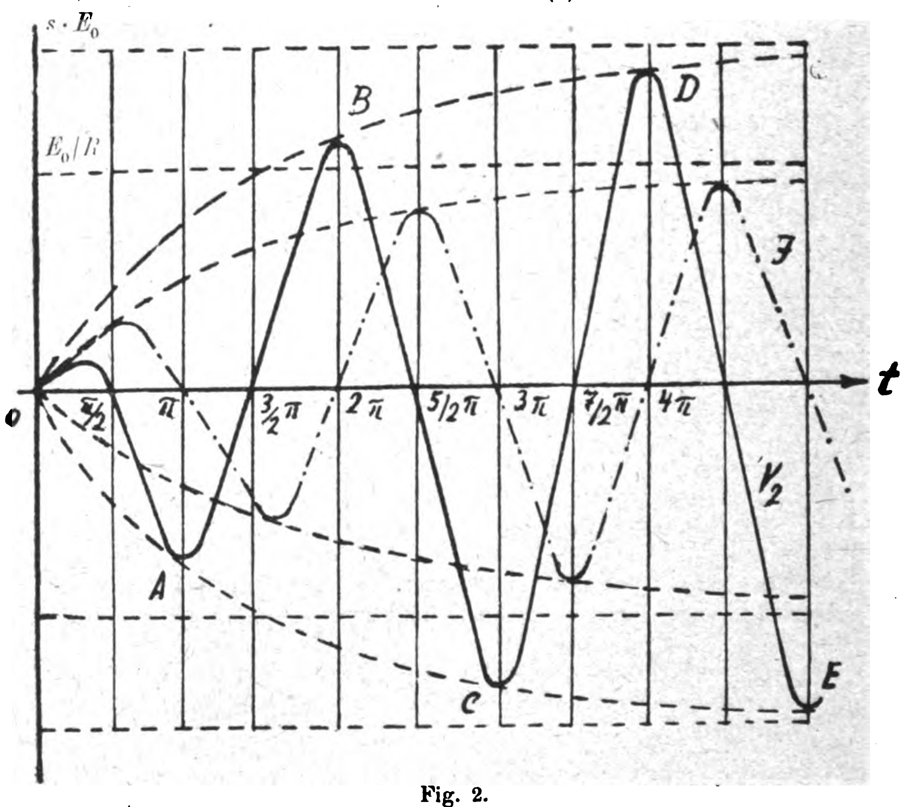


Fig. 2.

Höchstwerte der Spannung V_2 in den einzelnen Zeitpunkten berechnen. Für die *n*-te Halbperiode ist $t = n/2\nu$, mithin auch

$$\alpha t = \frac{\alpha n}{2\nu} = \frac{R n}{4 L \nu} = \frac{R}{\omega L} \cdot \frac{2\pi\nu n}{4\nu} = \frac{\pi n}{2 s}$$

und

$$\omega t = 2\pi\nu \cdot \frac{n}{2\nu} = \pi n .$$

Damit ergibt sich für die Spannung an der Funkenstrecke:

$$V_2 = a \cdot V_1 = a \cdot s \cdot E_0 \left[1 - e^{\frac{\pi n}{2 s}}\right] \cos(\pi n) = \pm\, a \cdot s \cdot E_0 \left[1 - e^{-\frac{\pi n}{2 s}}\right] .$$

Die Spannung V_2 ist hiernach eine Funktion der Frequenz und der Überspannungszahl s.

Für $n = 1$ ergeben sich $2\,\nu$ Funkenübergänge bei der Spannung

$$V_2 = -\,a\,s\,E_0\left(1 - e^{-\frac{\pi}{2s}}\right),$$

für $n = 2$ ergeben sich $2\,\nu/2$,, ,, ,, ,,

$$V_2 = +\,a\,s\,E_0\left(1 - e^{-\frac{2\pi}{2s}}\right),$$

für $n = 3$ ergeben sich $2\,\nu/3$,, ,, ,, ,,

$$V_2 = -\,a\,s\,E_0\left(1 - e^{-\frac{3\pi}{2s}}\right),$$

für $n = 4$ ergeben sich $2\,\nu/4$,, ,, ,, ,,

$$V_2 = +\,a\,s\,E_0\left(1 - e^{-\frac{4\pi}{2s}}\right),$$

für $n = 5$ ergeben sich $2\,\nu/5$,, ,, ,, ,,

$$V_2 = -\,a\,s\,E_0\left(1 - e^{-\frac{5\pi}{2s}}\right),$$

für $n = 6$ ergeben sich $2\,\nu/6$,, ,, ,, ,,

$$V_2 = +\,a\,s\,E_0\left(1 - e^{-\frac{6\pi}{2s}}\right),$$

für $n = k$ ergeben sich $2\,\nu/k$,, ,, ,, ,,

$$V_2 = \pm\,a\,s\,E_0\left(1 - e^{-\frac{k\pi}{2s}}\right).$$

Es lassen sich nun leicht weitere Formelausdrücke für die Leistungen und Verluste im Niederfrequenzkreis der Anlage aufstellen.

1. Berechnung der gesamten vom Niederfrequenzkreis aufgenommenen Arbeit, wenn der Funke in A, B, C usw. einsetzt.

Es ist

$$E = E_0 \sin(\omega t),$$

$$J = \frac{E_0}{R}(1 - e^{-at}) \sin(\omega t).$$

Damit berechnet sich der Augenblickswert der Arbeit zu:

$$E\,J\,d\,t = \frac{E_0^{\,2}}{R}(1 - e^{-at}) \sin^2(\omega t)\,d\,t$$

und die Arbeit für einen Funkenübergang:

$$W = \int_0^t \frac{E_0^{\,2}}{R}(1 - e^{-at}) \sin^2(\omega t)\,d\,t.$$

Die Integration liefert:

$$W = \frac{E_0^{\,2}}{R}\left[\frac{t}{2} - \frac{\sin(2\,\omega\,t)}{4\,\omega}(1 - e^{-at}) - \frac{s}{\omega}(1 - e^{-at})\right]$$

oder, unter der Annahme, daß der Funke genau bei A, B, C, D . . . einsetzt, auch:

$$W = \frac{E_0^2}{R}\left[\frac{n}{2\nu} - \frac{s}{\omega}\left(1 - e^{-\frac{\pi n}{2s}}\right)\right]. \tag{9}$$

Dies ergibt für:

$n = 1$, 2ν Funkenübergänge in der Sekunde,

$$W = \frac{E_0^2}{R}\left[\frac{1}{2\nu} - \frac{s}{\omega}\left(1 - e^{-\frac{\pi}{2s}}\right)\right],$$

$n = 2$, $2\nu/2$ Funkenübergänge in der Sekunde,

$$W = \frac{E_0^2}{R}\left[\frac{2}{2\nu} - \frac{s}{\omega}\left(1 - e^{-\frac{2\pi}{s}}\right)\right],$$

$n = k$, $2\nu/k$ Funkenübergänge in der Sekunde,

$$W = \frac{E_0^2}{R}\left[\frac{k}{2\nu} - \frac{s}{\omega}\left(1 - e^{-\frac{k\pi}{s}}\right)\right].$$

2. Berechnung der Verluste im Niederfrequenzkreis, wenn der Funke in A, B, C usw. einsetzt.

Der Augenblickswert der Verluste im Niederfrequenzkreis ist:

$$R J^2 d t = \frac{E_0^2}{R}(1 - e^{-\alpha t}) \sin^2(\omega t)\, d t.$$

Für einen Funkenübergang berechnen sich die Verluste mithin zu:

$$W_v = \int_0^t R J^2 d t = \frac{E_0^2}{R}\int_0^t (1 - e^{-\alpha t})^2 \sin^2(\omega t)\, d t$$

$$= \frac{E_0^2}{R}\int_0^t (1 - 2 e^{-\alpha t} + e^{-2\alpha t}) \sin^2(\omega t)\, d t,$$

ausgewertet also:

$$W_v = \frac{E_0^2}{R}\left\{\frac{t}{2} - \frac{\sin(2\omega t)}{4\omega} + \frac{1}{\alpha}\cdot e^{-\alpha t} + e^{-\alpha t}\cdot\frac{\sin(2\omega t)}{4\omega} - \frac{1}{4\alpha} e^{-2\alpha t} - e^{-2\alpha t}\cdot\frac{\sin(2\omega t)}{4\omega}\right\}_0^t$$

$$= \frac{E_0^2}{R}\left\{\frac{t}{2} - \frac{1}{\alpha}(1 - e^{-\alpha t}) + \frac{1}{4\alpha}(1 - e^{-2\alpha t}) - \frac{\sin(2\omega t)}{4\omega}(1 - e^{-\alpha t} + e^{-2\alpha t})\right\}.$$

In den Punkten A, B, C, D . . . . ist wiederum $\sin(2\,\omega\,t) = \sin(2\,\pi\,n) = 0$ und $1/\alpha = 2\,s/\omega$, mithin ist:

$$W_v = \frac{E_0^2}{R}\left\{\frac{n}{2\nu} - \frac{2\,s}{\omega}\left(1 - e^{-\frac{\pi n}{2s}}\right) + \frac{s}{2\,\omega}\left(1 - e^{-\frac{\pi n}{s}}\right)\right\}. \quad (10)$$

3. Die an der Kondensatorenbatterie verfügbare Arbeit, wenn der Funke bei A, B, C usw. einsetzt,

ergibt sich nunmehr zu:

$$\left.\begin{aligned} W_c = W - W_v &= \frac{E_0^2}{R}\left\{\frac{s}{\omega}\left(1 - e^{-\frac{\pi n}{2s}}\right) - \frac{s}{2\,\omega}\left(1 - e^{-\frac{\pi n}{s}}\right)\right\} \\ &= \frac{s\,E_0^2}{2\,R\,\omega}\left(1 - e^{-\frac{\pi n}{2s}}\right)^2. \end{aligned}\right\} \quad (11)$$

Diese Arbeit ist auch auf unmittelbarem Wege zu berechnen. Aus

$$W_c = \tfrac{1}{2}\,C\,V_2^2,$$
$$V_2 = a\,s\,E_0\left(1 - e^{-\frac{\pi n}{2s}}\right)$$

folgt:

$$W_c = \tfrac{1}{2}\,C\,a^2\,s^2\,E_0^2\left(1 - e^{-\frac{\pi n}{2s}}\right)^2. \quad (12)$$

Da aber

$$C\,a^2 = \frac{1}{\omega^2\,L} \quad \text{und} \quad s = \frac{\omega\,L}{R},$$

so erhält man auch:

$$W_c = \frac{s}{2}\cdot\frac{E_0^2}{\omega^2\,L}\cdot\frac{\omega\,L}{R}\left(1 - e^{-\frac{\pi n}{2s}}\right)^2 = \frac{s\,E_0^2}{2\,R\,\omega}\left(1 - e^{-\frac{\pi n}{2s}}\right)^2. \quad (11)$$

Die Ausdrücke (9), (10) und (11) bzw. (12) geben die Arbeitswerte für einen Funkenübergang. Bei $m = 2\,\nu/n$ Funkenübergängen in der Sekunde (n in ganzen Zahlen) bestimmen sich daraus

1. die Leistung des Stromerzeugers zu:

$$P = m\cdot W = m\cdot\frac{E_0^2}{R}\left[\frac{n}{2\,\nu} - \frac{s}{\omega}\left(1 - e^{-\frac{\pi n}{2s}}\right)\right]. \quad (13)$$

2. die an der Kondensatorenbatterie verfügbare Leistung zu:

$$P_c = m\cdot W_c = m\cdot\frac{s}{2}\cdot\frac{E_0^2}{R\,\omega}\left(1 - e^{-\frac{\pi n}{2s}}\right)^2 = \frac{m\cdot C\,a^2 s^2 E_0^2}{2}\left(1 - e^{-\frac{\pi n}{2s}}\right)^2 \quad (14)$$

und 3. die Verluste im Niederfrequenzkreis zu:

$$P_v = m\cdot W_v = \frac{m\,E_0^2}{R}\left\{\frac{n}{2\,\nu} - \frac{2\,s}{\omega}\left(1 - e^{-\frac{\pi n}{2s}}\right) + \frac{s}{2\,\omega}\left(1 - e^{-\frac{\pi n}{s}}\right)\right\}. \quad (15)$$

In der Wirklichkeit würden die P und P_v entsprechenden Beträge größer ausfallen, als nach den Gleichungen (13) und (15) zu berechnen ist, da der Leistungsverbrauch während des Funkenspiels (Kurzschlußperiode) bei der Rechnung außer Betracht gelassen wurde, was für kleine und mittelgroße Anlagen aber nicht sehr ins Gewicht fällt.

Setzt man:

$$R = \frac{\omega L}{s} = \frac{1}{s C a^2 \omega} = \frac{m s E_0^2 \left(1 - e^{-\frac{\pi n}{2 s}}\right)^2}{2 P_c \omega}$$

in die Gleichung (13) ein, so folgt:

$$P = P_c \cdot \frac{\pi n - 2 s \left(1 - e^{-\frac{\pi n}{2 s}}\right)}{s \left(1 - e^{-\frac{\pi n}{2 s}}\right)^2},$$

woraus man als Ausdruck für den Wirkungsgrad η auch erhält:

$$\eta = \frac{P_c}{P} = \frac{s \left(1 - e^{-\frac{\pi n}{2 s}}\right)^2}{\pi n - 2 s \left(1 - e^{-\frac{\pi n}{2 s}}\right)}. \tag{16}$$

Die Gleichung (16) läßt erkennen, daß der Wirkungsgrad um so günstiger sein wird, je kleiner n ist, d. h. je mehr Funkenübergänge in der Sekunde stattfinden. Für eine Anlage mit $\nu = 1000$ Perioden und einer Überspannungszahl $s = 6$ erhält man beispielsweise bei:

$n = 2$, 1000 Funkenübergänge, $\eta = 0{,}7$,
$n = 3$, 666 „ , $\eta = 0{,}6$,
$n = 4$, 500 „ , $\eta = 0{,}5$.

Um aus den abgeleiteten Formeln Rechnungsgrundlagen zum Entwurf einer Sendeanlage zu gewinnen, muß außer der im Schwingungskreis umzusetzenden Leistung P_c, der Leerlauf-EMK. E_{eff} der Maschine, der Frequenz ν und der Zahl der Funkenübergänge m in der Sekunde auch noch die Überspannungszahl s bekannt sein, wobei für s die Messungen an Anlagen ähnlicher Größen zugrunde gelegt werden können. Aus der Formel (14) folgt dann:

$$C a^2 = 2 \frac{P_c}{m} \cdot \frac{1}{s^2 E_0^2 \left(1 - e^{-\frac{\pi n}{2 s}}\right)^2}.$$

Da nun C andererseits aus den Bedingungen der zu verwirklichenden Wellenlänge und den Kopplungsverhältnissen mit dem Antennenkreis festgelegt ist, würde hiernach das Übersetzungsverhältnis a

und weiter auch die wirksame Induktivität L aus $\omega L = 1/a^2 \omega C$ bestimmbar sein.

Der Gesamtwiderstand der Wicklungen einschließlich eines den Eisenverlusten entsprechenden Wertes folgt dann aus $R = \omega L/s$. Damit wären dann auch die vom Stromerzeuger zu liefernde Leistung nach Formel (13) und die Verluste P_v im Niederfrequenzkreis nach Formel (15) und die Leistungskomponente des Primärstromes $J_{eff} = \sqrt{\frac{P_v}{R}}$ zu berechnen. Für die Spannung an der Funkenstrecke im Augenblicke des Funkeneinsetzens ergibt sich schließlich $V_2 = a s E_0 \left(1 - e^{-\frac{\pi n}{2s}}\right)$ und damit auch die Primärspannung V_1.

Wie bereits hervorgehoben, sind die Streuungsverhältnisse des Transformators bei Entwicklung dieser Theorie nicht berücksichtigt und es ist daher auch anzunehmen, daß die Bouvierschen Formeln nicht ohne weiteres zu richtigen Werten führen können. Auf die Wiedergabe einiger vom Verfasser noch angegebener Rechnungsbeispiele sei Verzicht geleistet.

Die an der Funkenstrecke verfügbare Leistung P_c kann nach Chireix[1]) auch leicht als Funktion des Produktes aus Leerlaufsspannung E und Kurzschlußstrom J_k des Wechselstromerzeugers dargestellt werden.

Führt man in die Gleichung (11) auf S. 203:

$$W_c = \frac{s \cdot E_0^2}{2 R \omega} \left(1 - e^{-\frac{\pi n}{2s}}\right)^2$$

an Stelle des Scheitelwertes E_0 der Leerlaufsspannung ihren effektiven Mittelwert ein und berücksichtigt, daß in der Sekunde $\omega/\pi \cdot 1/n$ Funkenübergänge stattfinden, so folgt für die Leistung:

$$P_c = \frac{s}{\pi n} \cdot \frac{E^2}{R} \left(1 - e^{-\frac{\pi n}{2s}}\right)^2 . \tag{17}$$

Nun ist:

$$\frac{E^2}{R \cdot s} = \frac{E^2}{\omega L} = E \cdot J_k ,$$

somit gilt auch

$$P_c = E \cdot J_k \left(1 - e^{-\frac{\pi n}{2s}}\right)^2 \cdot \frac{s^2}{\pi \cdot n} , \tag{18}$$

---

1) Vgl. La Lumière Electrique, Bd. XXX, Nr. 33.

d. h.

$$P_c = K \cdot E \cdot J_k,$$

wobei der Proportionalitätsfaktor $K = \left(1 - e^{-\frac{\pi n}{2s}}\right)^2 \cdot \frac{s^2}{\pi n}$ nur von der Überspannungszahl und der Anzahl der Wechsel (Halbwellen) zwischen zwei aufeinanderfolgenden Funken abhängt.

Für den Wirkungsgrad ergibt sich:

$$\eta = \frac{s\left(1 - e^{-\frac{\pi n}{2s}}\right)^2}{\pi n - 2s\left(1 - e^{-\frac{\pi n}{2s}}\right)}. \tag{16}$$

Zu beachten ist, daß in dem Ausdruck (16) die Stromwärmeverluste in der Erregerwicklung der Maschine, sowie deren Lager- und Luftreibungsverluste nicht mit in Ansatz gebracht sind.

Mit Benützung des Wirkungsgrades schreiben sich die Verluste des Niederfrequenzkreises auch in der Form

$$P_v = \frac{1 - \eta}{\eta} \cdot P_c. \tag{19}$$

Die Kenntnis des normalen Betriebsstromes J_n ist wegen der Bemessung der Maschinenwicklungen besonders wichtig. Er kann aus dem Ausdruck für die Verluste:

$$R \cdot J_n^2 = P_v \tag{20}$$

berechnet werden. Unter Berücksichtigung der Gleichungen (18) und (19) erhält man auch:

$$J_n^2 = \frac{1 - \eta}{\eta} \cdot \frac{E \cdot J_k}{R}\left(1 - e^{-\frac{\pi n}{2s}}\right)^2 \cdot \frac{s^2}{\pi n}. \tag{21}$$

Nun ist:

$$s \cdot J_k = \frac{\omega L}{R} \cdot \frac{E}{\omega L} = \frac{E}{R}$$

oder:

$$\frac{J_n^2}{J_k^2} = \frac{1 - \eta}{\eta} \cdot \left(1 - e^{-\frac{\pi n}{2s}}\right)^2 \cdot \frac{s^3}{\pi n}. \tag{22}$$

Es ist also auch das Quadrat des Verhältnisses des Normalstromes zum Kurzschlußstrom eine Funktion von s und von n. Unter Beachtung, daß

$$\frac{1 - \eta}{\eta} = \frac{\pi n - 2s\left(1 - e^{-\frac{\pi n}{2s}}\right) - s\left(1 - e^{-\frac{\pi n}{2s}}\right)^2}{s\left(1 - e^{-\frac{\pi n}{2s}}\right)^2},$$

kann Gleichung (22) auch geschrieben werden:

$$\frac{J_n^2}{J_k^2} = \left\{1 - \frac{2s}{\pi n}\left(1 - e^{-\frac{\pi n}{2s}}\right) - \frac{s}{\pi n}\left(1 - e^{-\frac{\pi n}{2s}}\right)^2\right\} \cdot s^2. \qquad (23)$$

In ähnlicher Weise könnte man das Verhältnis der auf den Primärkreis umgerechneten Normalspannung E_n an der Funkenstrecke zur Leerlaufspannung E des Wechselstromerzeugers berechnen, wobei übrigens die Beziehung besteht: $E_n/E = J_n/J_k$, sodaß dieselbe Formel auch hierfür zu benutzen wäre.

Zur schnelleren Ausführung zahlenmäßiger Berechnung der Leistung an der Funkenstrecke und des Wirkungsgrades empfiehlt es sich, Zahlentafeln für K, η und J_n/J_k aufzustellen, aus denen diese Größen unmittelbar als Funktion von s und n zu entnehmen sind.

Es ergibt sich noch, daß die an der Funkenstrecke verfügbare Leistung bei einer und derselben Erregung des Wechselstromerzeugers und auch sonst ungeänderten Verhältnissen im Niederfrequenzkreise für eine ganz bestimmte Funkenzahl (d. h. auch einen bestimmten Wert von n) einen Höchstwert erreicht, während der Wirkungsgrad η mit der Funken- und Überspannungszahl anwächst.

Bei den voraufgegangenen Betrachtungen war vorausgesetzt, daß die Bedingung der Resonanz erfüllt sei und daß der Funkenübergang jedesmal im Scheitelwert der Spannung einsetze. Die letztere Voraussetzung wird nach Chireix in der Praxis von selbst innegehalten werden, da sie notwendige Vorbedingung zur Erzielung eines reinen Tones ist. Anders verhält es sich hinsichtlich der Resonanzbedingung; da die Sättigungsverhältnisse im Eisen der Maschinen wechseln, so ist sie keineswegs während der ganzen Dauer des Lade- und Entladevorganges streng aufrecht zu erhalten. Dementsprechend sind auch in Wirklichkeit von vornherein Abweichungen von der Theorie zu erwarten, die nur durch versuchsmäßig bestimmbare Berichtigungsfaktoren berücksichtigt werden können. — Die Streuungs- und Sättigungsverhältnisse im Transformator selbst sind in den bisher abgeleiteten Formeln überhaupt nicht in Rechnung gezogen, obwohl das Verhalten des Transformators einen wesentlichen Einfluß auf die Resonanzbedingung hat. Der Streuung im Transformator sucht Chireix durch eine Erweiterung der Theorie gerecht zu werden.[1])

In dem in Fig. 3 dargestellten Ersatzstromkreis sei

L die Induktivität des Stromerzeugers nach der von Bouvier (vgl. S. 193/94) gegebenen Begriffsbestimmung,

1) Vgl. La Lumière Electrique, Bd. XXXV, Nr. 46.

l_0 die Selbstinduktivität des Transformators für den Leerlauf,

l_1 die Streuinduktivität des Primärkreises,

l_2/a^2 die im Quadrat des Verhältnisses der Windungszahlen des Transformators auf den Primärkreis umgerechnete Streuinduktivität des Sekundärkreises,

$C \cdot a^2$ die auf den Primärkreis umgerechnete Kapazität der Kondensatorenbatterie,

R der den Verlusten im Niederfrequenzkreis entsprechende Wirkwiderstand,

E die Leerlaufsspannung des Stromerzeugers,

V_2'/a die Klemmenspannung an der Ersatzkapazität,

J der durch die Ersatzkapazität $C \cdot a^2$ und

i der durch die Selbstinduktivität l_0 fließende Strom,

ω die Kreisfrequenz $(= 2\pi\nu)$.

In der Fig. 3 ist die Kapazität als Träger des Widerstandes R angedeutet; es hätte der diesem Verlustwiderstand entsprechende Wert auch dem Stromerzeuger zugeordnet werden können, was auf dasselbe hinausgekommen wäre, da in der folgenden Darstellung angenommen

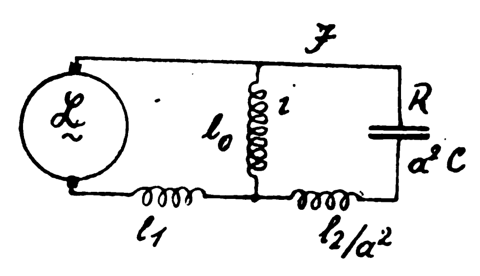


Fig. 3.

ist, daß die Berücksichtigung der Streuung im Transformator die Verluste des Niederfrequenzkreises nicht erheblich beeinflußt. Es behalten unter dieser Voraussetzung auch der Wirkungsgrad und die Überspannungszahl dieselben Werte bei, als wenn die Streuung des Transformators ganz außer acht gelassen würde. Damit ist aber auch die Zulässigkeit der Annahme begründet, daß die Gesetzmäßigkeiten des unstationären Betriebszustandes, die ja durch diese beiden Größen festgelegt sind, bei Berücksichtigung der Streuungsverhältnisse des Transformators nicht berührt werden und wir uns für die weiteren Ableitungen auf die Betrachtung des stationären Zustandes allein be-

schränken können. In der Tat zeigt auch die Gleichung für den Ersatzstromkreis Fig. 3 in symbolischer Form:

$$E = j\,\omega\,(L + l_1)(J + i) + j\,\omega\,l_0\,i \tag{24}$$

mit

$$j\,\omega\,l_0\,i = J\left\{R + j\,\omega\,\frac{l_2}{a^2} - j\,\frac{1}{a^2\,\omega\,C}\right\} \tag{25}$$

oder nach Entfernung von i aus (24) und (25):

$$\left.\begin{aligned} E = R \cdot \frac{l_0 + L + l_1}{l_0} \cdot J + j\,\omega\left\{L + l_1 + \frac{l_2}{a^2} + \frac{(L + l_1)\,l_2}{l_0 \cdot a^2}\right\} \cdot J \\ - j\,\frac{1}{a^2\,\omega\,C} \cdot \frac{l_0 + L + l_1}{l_0} \cdot J \end{aligned}\right\} \tag{26}$$

denselben Aufbau, wie die des einfachen Schwingungskreises (vgl. S. 199) mit dem einzigen Unterschied, daß gegenüber der Gleichung (6) die Koeffizienten etwas andere sind. Für den Resonanzfall, d. h.

$$\omega\left(L + l_1 + \frac{l_2}{a^2} + \frac{(L + l_1) \cdot l_2}{a^2\,l_0}\right) = \frac{1}{a^2\,\omega\,C}\left(\frac{l_0 + L + l_1}{l_0}\right) \tag{27}$$

ist die Spannung an der Ersatzkapazität

$$\frac{V_2'}{a} = \frac{E}{s} \cdot \frac{l_0}{L + l_0 + l_1}. \tag{28}$$

Nun sind die Selbstinduktivitäten l_0, l_1 und l_2/a^2 nicht voneinander unabhängig, sondern etwa durch die Gleichungen

$$l_1 = k_1 \cdot l_0\,, \tag{29 a}$$

$$l_2/a^2 = k_2 \cdot l_0 \tag{29 b}$$

miteinander verbunden, wobei k_1 und k_2 Koeffizienten darstellen, die durch die geometrischen Abmessungen des Transformators bestimmt sind. Führt man in die Gleichung (28) diese Beziehungen ein und entfernt auch a vermöge der Resonanzbedingung (27), so ergibt sich schließlich

$$V_2' = \frac{E}{s} \cdot \frac{1}{\omega\sqrt{C}} \cdot \sqrt{\frac{l_0}{[L + (1 + k_1)\,l_0][(k_1 + k_2 + k_1\,k_2)\,l_0 + (1 + k_2)\,L]}}. \tag{30}$$

Läßt man die Streuung des Transformators außer Betracht, so ist

$$l_0 = \infty,\ l_1 = 0,\ l_2 = 0$$

zu setzen und man erhält für die Sekundärspannung:

$$V_2 = \frac{E}{s} \cdot \frac{1}{\omega\sqrt{C\,L}}. \tag{31}$$

Der Vergleich der Ausdrücke (30) und (31) läßt erkennen, daß die an der Sekundärkapazität tatsächlich auftretende Spannung V_2' immer kleiner ist als der Wert V_2. Nun ist die Sekundärspannung andererseits auch als ein Maß für die an der Funkenstrecke zur Ver-

fügung stehende Leistung zu betrachten, woraus folgt, daß auch diese Leistung kleiner als der nach Gleichung (18) gefundene Ausdruck $P_c = K \cdot E \cdot J_k$, also etwa $P_c' = \chi \cdot K \cdot E \cdot J_k$ ist. Es stellt hierbei χ einen Berichtigungsfaktor dar, der immer kleiner als die Einheit und durch das Quadrat des Verhältnisses der Spannungen V_2 und V_2', also durch:

$$\chi = \left(\frac{V_2'}{V_2}\right)^2$$

festgelegt ist. Aus der Verbindung der Gleichungen (30) und (31) folgt noch:

$$\chi = \frac{1}{[L + (1 + k_1) l_0] \left\{\frac{k_1 + k_2 + k_1 k_2}{L} + \frac{1 + k_2}{l_0}\right\}}. \qquad (32)$$

Durch Leerlaufs- und Kurzschlußversuche ist es möglich, wie nachstehend gezeigt werden soll, die einzelnen Glieder der Gleichung (32) und damit den Berichtigungsfaktor χ selbst zu bestimmen. Die Ohmschen Widerstände werden dabei gegen die induktiven Widerstände vernachlässigt.

1. Der Kurzschlußversuch am Stromerzeuger liefert den Kurzschlußstrom J_k und damit die Induktivität

$$L = \frac{E}{\omega J_k}. \qquad (33)$$

2. Durch den Leerlaufsversuch am Transformator erhält man den Leerlaufsstrom J_0 desselben und damit auch

$$\frac{E}{\omega J_0} = L + l_1 + l_0 \qquad (34)$$

oder

$$\frac{E}{\omega J_0} = L + l_0 (1 + k_1). \qquad (35)$$

3. Der Kurzschlußversuch am Transformator gibt den Kurzschlußstrom J_{1k}; damit erhält man weiter:

$$\frac{E}{\omega J_{1k}} = L + l_1 + \frac{l_0 \cdot \frac{l_2}{a^2}}{l_0 + \frac{l_2}{a^2}} \qquad (36)$$

oder:

$$\frac{E}{\omega J_{1k}} = L + l_1 + l_0 \frac{k_2}{1 + k_2}. \qquad (37)$$

Es wird bei diesem Versuch auch der sekundäre Kurzschlußstrom J_{2k} gemessen, den wir uns gemäß Fig. 4 auf den Ersatzstromkreis umgerechnet denken. Zieht man die Gleichung (37) von (34) ab, so folgt

$$\frac{l_0}{1+k_2} = \frac{E}{\omega} \cdot \left[\frac{1}{J_0} - \frac{1}{J_{1k}}\right] \qquad (38)$$

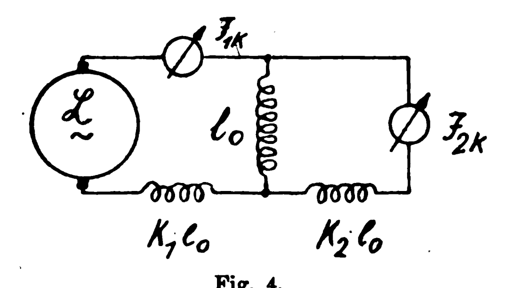


Fig. 4.

und ebenso nach Abzug der Gleichung (33) von (35):

$$l_0(1+k_1) = \frac{E}{\omega} \cdot \left[\frac{1}{J_0} - \frac{1}{J_k}\right]. \qquad (39)$$

Aus (38) und (39) leiten sich die neuen Gleichungen:

$$(1+k_1)(1+k_2) = \frac{\frac{1}{J_0} - \frac{1}{J_k}}{\frac{1}{J_0} - \frac{1}{J_{1k}}}, \qquad (40a)$$

$$k_1 + k_2 + k_1 k_2 = \frac{\frac{1}{J_{1k}} - \frac{1}{J_k}}{\frac{1}{J_0} - \frac{1}{J_{1k}}}, \qquad (40b)$$

$$\frac{(1+k_1)(1+k_2)}{k_1 + k_2 + k_1 k_2} = \frac{\frac{1}{J_0} - \frac{1}{J_k}}{\frac{1}{J_{1k}} - \frac{1}{J_k}} \qquad (40c)$$

ab. Führt man nunmehr in die Gleichung (32) die obigen Ausdrücke entsprechend ein, so ergibt sich endlich:

$$\chi = \frac{J_{1k} - J_0}{J_k}, \qquad (41a)$$

oder

$$\chi = \frac{J_{1k}}{J_k} - \frac{J_0}{J_k}. \qquad (41b)$$

Die prozentuale Verminderung der Schwingungsleistung ist auszudrücken durch:

$$1 - \chi = \frac{J_0}{J_k} + \frac{J_k - J_{1k}}{J_k}. \tag{42}$$

Der erste Ausdruck auf der rechten Seite der Gleichung (42) stellt den Einfluß des Magnetisierungsstromes, der zweite den der Streuung für den Transformator dar. Für den theoretischen Fall des Transformators ohne Streuung und ohne Magnetisierungsstrom wäre $J_k = J_{1k}$, $J_0 = 0$ und somit $\chi = 1$. Verändern wir den Primärkreis des Transformators, so wirken wir auf J_{1k} und J_0 gleichzeitig ein, wobei diese Ströme in gleichem Sinne steigen oder fallen. Mit Vergrößerung des Magnetisierungsstromes wächst ferner der erste Ausdruck auf der rechten Seite der Gleichung (42), während der zweite abnimmt, indem sich dann J_{1k} mehr und mehr J_k nähert. Es gibt einen ausgezeichneten Wert für $1 - \chi$, für den die beiden Ausdrücke der rechten Seite einander gleich sind; der Transformator arbeitet dann hinsichtlich der zu erstrebenden, größtmöglichen Leistung an der Funkenstrecke am günstigsten. Wird die Gleichung (32) nach l_0 als unabhängige Veränderliche differentiiert und die Ableitung gleich Null gesetzt, so ergibt sich leicht die Bedingung:

$$\left(\frac{l_0}{L}\right)^2 = \frac{1 + k_2}{(1 + k_1)(k_1 + k_2 + k_1 k_2)} \tag{43a}$$

oder

$$\left[\frac{l_0 (1 + k_1)}{L}\right]^2 = \frac{(1 + k_1)(1 + k_2)}{k_1 + k_2 + k_1 k_2}. \tag{43b}$$

Unter Beachtung der Gleichungen (33), (39) und (40c) folgt hieraus weiter:

$$\left(\frac{\frac{1}{J_0} - \frac{1}{J_k}}{\frac{1}{J_k}}\right)^2 = \frac{\frac{1}{J_0} - \frac{1}{J_k}}{\frac{1}{J_{1k}} - \frac{1}{J_k}} \tag{44a}$$

oder

$$\left[\frac{J_k}{J_0} - 1\right]\left[\frac{J_k}{J_{1k}} - 1\right] = 1 \tag{44b}$$

oder noch einfacher

$$J_0 = J_k - J_{1k}. \tag{44c}$$

Mit dieser Bedingung werden die rechtsseitigen Ausdrücke der Gleichung (42) einander gleich, d. h.

$$1 - \chi = 2\frac{J_0}{J_k} \tag{45}$$

Mit Hilfe der Gleichungen (40), aus denen J_{1k} zu entfernen ist, gelangt man schließlich auch noch für den Fall des günstigsten Transformators zu Beziehungen zwischen den Bestimmungsgrößen desselben und dem Leerlaufs- und Kurzschlußstrom. So ergibt sich z. B.

$$(1 + k_1)(1 + k_2) = 1 + \frac{\left(\frac{J_0}{J_k}\right)^2}{1 - 2\frac{J_0}{J_k}}. \tag{46}$$

Als Funktion des Berichtigungsfaktors χ ausgedrückt schreibt sich diese Gleichung auch:

$$(1 + k_1)(1 + k_2) = \frac{(1 + \chi)^2}{4\chi}. \tag{47}$$

Ist z. B. bei einem bestimmten Transformator $(1 + k_1)(1 + k_2) = 1{,}125$, so folgt $\chi = 0{,}5$ und $J_0/J_k = 0{,}25$. Bei Verwendung dieses Transformators muß, um die günstigsten Arbeitsbedingungen zu erhalten, die Zusammensetzung des Niederfrequenzkreises so ausgeführt werden, daß sich $J_0/J_k = 0{,}25$ ergibt, was man durch entsprechende Bemessung der Wicklung der Maschine in der Hand hat. Es ist dann in diesem günstigsten Fall nur die Hälfte der Leistung des Stromerzeugers im Schwingungskreis umzusetzen möglich.

Als hauptsächliches Ergebnis unserer Betrachtungen erhalten wir sonach, daß es für jede Transformatortype eine ganz bestimmte Zusammensetzung des Primärkreises der Anlage gibt, mit der allein die besten Arbeitsbedingungen innegehalten werden können.

Wir betrachten noch kurz den Einfluß, den die Streuung und der Magnetisierungsstrom des Transformators auf die Resonanzbedingung haben. Aus der Gleichung (27) erhält man als Resonanzwert der Selbstinduktivität:

$$\frac{L(1 + k_2) + l_0(k_1 + k_2 + k_1 k_2)}{\frac{L + l_1 + l_0}{l_0}}$$

gegenüber L bei Vernachlässigung der Anwesenheit des Transformators. Der Berichtigungsfaktor für die Selbstinduktivität ist somit:

$$(1 + k_2)\cdot\frac{l_0}{L}\cdot\frac{L + \frac{1}{1 + k_2}(k_1 + k_2 + k_1 k_2)}{L + l_1 + l_0} \tag{48}$$

oder als Funktion der Ströme unter Berücksichtigung der Gleichungen (33) und (42) ausgedrückt:

$$\frac{J_k - J_0}{J_{1k}} \cdot \frac{1 + k_2}{1 + k_1}. \tag{49}$$

Indem wir weiter die Spannung an der Induktivität l_0 gemäß Fig. 4 auf zweierlei Weise berechnen und die erhaltenen Formeln einander gleich setzen, gelangen wir zu der Beziehung:

$$\omega\, l_0 (J_{1k} - J_{2k}) = k_2\, \omega\, l_0\, J_{2k}, \tag{50}$$

woraus folgt:

$$(1 + k_2) = \frac{J_{1k}}{J_{2k}}. \tag{51}$$

In Verbindung mit (40a) liefert diese Gleichung

$$(1 + k_1) = \frac{J_{2k}}{J_{1k}} \cdot \frac{1 - \frac{J_0}{J_k}}{1 - \frac{J_0}{J_{1k}}}, \tag{52}$$

sodaß schließlich folgt:

$$\frac{1 + k_2}{1 + k_1} = \left(\frac{J_{1k}}{J_{2k}}\right)^2 \cdot \frac{1 - \frac{J_0}{J_{1k}}}{1 - \frac{J_0}{J_k}}. \tag{53}$$

Damit geht die Gleichung (49) über in:

$$\frac{J_{1k} - J_0}{J_{2k}^2} \cdot J_k.$$

Bezeichnen wir mit Z_p den für die Resonanz maßgebenden induktiven Widerstand der Anlage, so folgt hiernach:

$$Z_p = E \cdot \frac{J_{1k} - J_0}{J_{2k}^2}. \tag{54}$$

Dieser Ausdruck stimmt mit dem von Bouvier gefundenen Wert überein (vgl. S. 196), nur ist in diesem Falle der wirksame induktive Widerstand in den Primärkreis des Transformators verlegt, während Bouvier ihn für den Sekundärkreis berechnete.

Dipl.-Ing. Oskar Naumann.

(Eingesandt 19. Mai 1917.)

Adresse des Referenten: Berlin-Charlottenburg, Kaiserin Augusta-Allee 30.

E. Bennett, Hohe und niedrige Antennen in der drahtlosen Telgraphie. (Electrician **78**, 18—20, 1917.)

Der Verfasser untersucht die Frage, ob es für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie durchaus notwendig ist, hohe Antennen zu verwenden.

Er nimmt eine niedrige Antenne an, deren Kapazität verteilt ist über eine Kreisfläche von 165 m Radius, die sich in 10 m Abstand vom Erdboden befindet.

Ihre Kapazität wird zu 0,075 M. F. berechnet. Diesen Luftleiter vergleicht er mit dem der Station Arlington, dessen Kapazität von 0,0094 M. F. sich in einer Höhe von 150 m befindet.

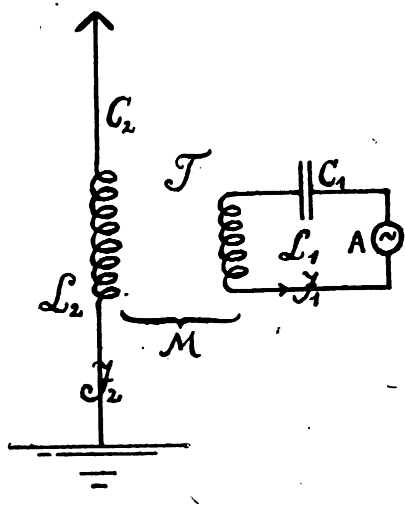


Fig. 1.

In Wirklichkeit wird ihre nützliche Kapazität nach Ansicht des Verfassers viel geringer sein, etwa 0,005 M. F.

Bildet man für jeden der obigen Luftleiter den Ausdruck C. h., so ergibt sich in beiden Fällen der gleiche Wert 0,75 M. F. M., der für die Strahlung als charakteristisch betrachtet wird.

Die große Kapazität der tiefliegenden Antenne und die Möglichkeit sie selbst für Spannungen über 50000 V. bequem isolieren zu können, legt, wie der Verfasser angibt, den Gedanken nahe die üblichen gekoppelten Kreise auszuschalten und schwach gedämpfte Schwingungen mittels eines einzigen Kreises zu erhalten und auszusenden, der ge-

bildet wird durch die beschriebene Oberflächenkapazität, eine Selbstinduktion und die Funkenstrecke.

Das Strahlungsdekrement einer solchen Anordnung ist sehr klein.

Unter der Annahme, daß die Isolations- und Leitungsverluste im Drahtmaterial und in der Erde sehr klein gemacht werden können und daß der Funkenwiderstand von der Größenordnung 0,1 Ohm ist, kann man die Dämpfung der entstehenden Schwingungen zu 0,014 annehmen.

Was die Empfangseigenschaften dieser niedrigen Antenne betrifft, so kommt der Verfasser zu dem Ergebnis, daß ein solches Gebilde einem höher gelegenen gleichwertig, wenn nicht in mancher Hinsicht sogar überlegen ist.

Hohe und tiefe Antennen werden dem Felde den gleichen Energiebetrag entziehen, als in verschiedener Form.

Die hohe Antenne wird während der ersten Schwingungen eines jeden Wellenzuges mehr Energie aufnehmen als es in der gleichen Zeit bei der niedrigen der Fall sein wird.

Infolgedessen werden die ersteren bei gedämpften Wellen leichter ansprechen wie die letzteren. Atmosphärische Störungen werden sich aus dem gleichen Grunde bei tiefen Antennen weit weniger schädlich bemerkbar machen wie bei den üblichen hohen Luftleitern.

Zusammenfassend lassen sich die Vorzüge jeder der beiden Anordnungen folgendermaßen gegenüberstellen:

Niedrige Antenne:	Hohe Antenne:
1. Geringerer Herstellungspreis der Anlage (vorausgesetzt, daß die Bodenkosten nicht hoch sind).	1. Geringere Antennenstromstärke, was besonders bei Lichtbogen oder Hochfrequenzgeneratoren von erheblicher Bedeutung sein kann.
2. Fortfall der Primärkondensatoren.	2. Geringerer Bedarf an Isolatoren und weniger Isolationsstörungen.
3. Erzeugung schwach gedämpfter Schwingungen.	
4. Verringerte Blitzgefahr.	
5. Größere Unempfindlichkeit gegen atmosphärische Störungen.	

Die Resultate des Verfassers, die sich teilweise auf ziemlich willkürliche den tatsächlichen Verhältnissen widersprechende Annahmen gründen, sind praktisch bisher noch nicht bestätigt worden und müssen deshalb bis auf weiteres mit Vorsicht aufgenommen werden. A. Esau.

(Eingesandt 10. Dezember 1917.)

Adresse des Referenten: Dr. A. Esau, Berlin, Motzstr. 49.

Mitteilungen aus der Praxis.

Über die Wellenlängen und Strahlung mit Kapazität und Selbstinduktion beschwerter Antennen.

Von **Balth. van der Pol jun.**

Die wahre Funktion einer Antenne, wie sie gebraucht wird in der drahtlosen Telegraphie, ist das Ausstrahlen von elektromagnetischen Wellen im Raume. Die direkte Messung des Betrages dieser Strahlung ist schwierig obwohl eine Anweisung in dieser Richtung gegeben ist von Erskine-Murray[1]) und de Groot[2]). Es scheint aber heute noch kaum möglich eine hohe Genauigkeit bei solchen Messungen zu erreichen, so daß eine allgemeine theoretische Untersuchung von Interesse sein dürfte.

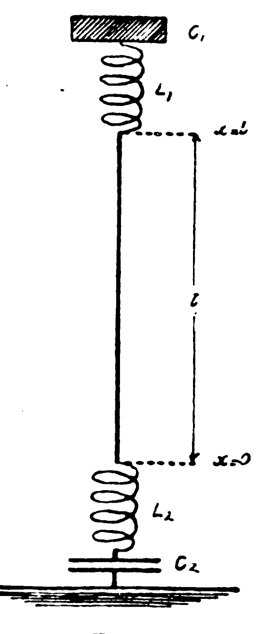


Fig. 1.

Antennen zeigen in der Praxis eine große Verschiedenheit in den Formen. Sie bestehen oft aus einem Draht oder aus mehreren geraden, parallelen, senkrechten Drähten, oben fortgesetzt durch andere, mehr oder weniger wagrechte Drähte. Am unteren Ende des senkrechten Teiles befindet sich eine Koppelungsspule zur Übertragung der elektromagnetischen Energie vom primären Schwingungskreis auf den Strahler.

Oft wird ein Kondensator mit veränderlicher Kapazität eingefügt im unten geerdeten Ende des Luftleiters, besonders wenn dieser für den Empfang benutzt wird. Die horizontalen Drähte am Gipfel einer symmetrischen Antenne wirken hauptsächlich als eine Kapazität verbunden mit dem senkrechten Teile des Luftleiters.

Um die zahlreichen Gestalten dieser Anordnungen in den Bereich der mathematischen Analyse zu bringen, setzen wir voraus, daß die Antenne die Gestalt hat von Fig. 1, d. h. sie besteht aus einem langen senkrechten Teil, in welchem die statische Kapazität und die statische Selbstinduktion pro Längeneinheit ($\bar{C}$ und $\bar{L}$) gleichmäßig über die

1) Jahrb. der Drahtl. Telegr. u. Teleph. 5, S. 499, 1912.
2) Jahrb. der Drahtl. Telegr. u. Teleph. 8, S. 109, 1914.

ganze Länge verteilt sind. Gleichzeitig sind am geerdeten Fuß der Antenne eine Selbstinduktion L_2 und ein Kondensator von Kapazität C_2 eingeschaltet, und außerdem setzen wir voraus, daß am Gipfel eine Selbstinduktion L_1 und Kapazität C_1 angehängt sind. Die Induktion L_1 befindet sich gewöhnlich nicht in wirklichen Antennen, aber sie ist hier eingefügt, um das Problem symmetrisch zu machen.

Zuerst müssen die Verteilungen gefunden werden von Strom und Potential über dem senkrechten Teil und auch die möglichen Wellenlängen mit denen das ganze System schwingen kann[1]).

Wählen wir die Vertikale als X-Achse mit dem Nullpunkte am unteren Ende des vertikalen Drahtes (siehe Fig. 1), dessen Länge l ist; und nennen wir den Strom i und das Potential v, so haben wir Ausdrücke zu finden für i und v, welche Lösungen sind der Gleichungen:

$$\left.\begin{aligned} \bar{L}\,\frac{d\,i}{d\,t} &= -\frac{d\,v}{dx} \\ \bar{C}\,\frac{d\,v}{d\,t} &= -\frac{d\,i}{dx} \end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

mit den Randbedingungen:

$$\left.\begin{aligned} &\text{für} \quad x = 0:\ v = -\frac{1}{C_2}\int_0^t i\,d\,t - L_2\frac{d\,i}{d\,t} \\ &\text{und für} \quad x = l:\ v = -\frac{1}{C_1}\int_0^t i\,d\,t + L_1\frac{d\,i}{d\,t} \end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

indem wir die Richtung von unten nach oben als positive wählen.

Zur Vereinfachung des Problemes setzen wir voraus, daß in der Antenne ungedämpfte Schwingungen bestehen. Diese Annahme ist erlaubt, da die Verteilung des Stromes in erster Annäherung von der Dämpfung unabhängig ist.

Durch Vereinigung der beiden Gleichungen (1) bekommen wir die bekannte Formel:

$$\bar{L}\,\bar{C}\frac{d^2 i}{dt} = \frac{d^2 i}{dx^2}\,. \qquad (3)$$

und eine analoge Gleichung in v.

---

1) Mit einer Beschwerung am unteren Ende aber nicht am Gipfel des Luftleiters sind die Werte der möglichen Wellenlängen gefunden von L. Cohen, „Electrical World", LXV, S. 286, 1915, und W. H. Eccles, „Handbook of Wirelesse Telegr. and Teleph. S. 121.



Wenn wir die Geschwindigkeit einer Störung bezeichnen durch $a = \frac{1}{\sqrt{\bar{C}\bar{L}}}$, die Kreisfrequenz der Schwingung durch ω und wenn wir einen geeigneten Nullpunkt der Zeit wählen, kann die Lösung von (3) für eine einzige Frequenz geschrieben werden in der Gestalt:

$$i = T_0 \cos\left(\frac{\omega x}{a} - \beta\right) \cdot \cos \omega t$$

und

$$v = V_0 \sin\left(\frac{\omega x}{a} - \beta\right) \cdot \sin \omega t,$$

wo T_0 und $V_0 = \sqrt{(\bar{L}/\bar{C})}\, T_0$, die maximalen Strom- resp. Spannungs-Amplituden sind in einem Bauche. Dieser Bauch kann gelegentlich nicht auf der Antenne gefunden aber immer berechnet werden, wenn die wirkliche Stromverteilung über der Antenne bekannt ist. Die Größen ω und β können wir finden mit Hilfe der Bedingungen (2)

Wenn man bezeichnet:

$$\theta = \frac{\omega l}{a} = 2\pi \frac{l}{\lambda} \tag{5}$$

die ganze vertikale Kapazität:

$$C = \bar{C} l$$

und die ganze vertikale Induktion:

$$L = \bar{L} l$$

und (2) bis (4) anwendet, kann man leicht die folgenden Ausdrücke ableiten:

$$\operatorname{tg} \beta = \left(\frac{1}{C_2 \omega} - L_2 \omega\right) \sqrt{C/L} = \frac{C}{C_2 \theta} - \frac{L_2 \theta}{L} \tag{6}$$

und

$$\operatorname{tg}\left(\frac{\omega l}{a} - \beta\right) = \left(\frac{1}{C_1 \omega} - L_1 \omega\right) \sqrt{C/L} = \frac{C}{C_1 \theta} - \frac{L_1 \theta}{L}. \tag{7}$$

Setzen wir nun:

$$\frac{\omega l}{a} - \beta = \theta - \beta = \alpha, \tag{8}$$

so haben wir:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{C}{C_1 \theta} - \frac{L_1 \theta}{L} \tag{9}$$

und wir bekommen die folgende transzendente Gleichung

$$\operatorname{tg}\theta = \frac{\operatorname{tg}\alpha + \operatorname{tg}\beta}{1 - \operatorname{tg}\alpha\operatorname{tg}\beta} = \frac{\left(\frac{C}{C_1\,\theta} - \frac{L_1\,\theta}{L}\right) + \left(\frac{C}{C_2\,\theta} - \frac{L_2\,\theta}{L}\right)}{1 - \left(\frac{C}{C_1\,\theta} - \frac{L_1\,\theta}{L}\right)\left(\frac{C}{C_2\,\theta} - \frac{L_2\,\theta}{L}\right)} \qquad (10)$$

Es gibt eine unendliche Zahl Lösungen für θ dieser Gleichung, von denen jede korrespondiert mit einer natürlichen Wellenlänge der beschwerten Antenne entsprechend (5), und sie können gefunden werden, wenn die Verhältnisse C/C_1, L/L_1, C/C_2 und L/L_2 bekannt sind. Die Werte von θ, welche (10) genügen, werden am einfachsten gefunden durch die Bestimmung der Schnittpunkte einer Kurve, welche die periodische Funktion $\operatorname{tg}\theta$ und einer, welche die Funktion gegeben durch das zweite Glied von (10) vorstellt.

Wenn man Formel (10) anwendet, hat man zu bedenken, daß wenn weder am oberen noch am unteren Ende der Antenne eine Beschwerung sich befindet, C_1, L_1 und L_2 Null genommen werden sollen, aber C_2 unendlich.

Aus (4) und (8) folgt, daß α und β die folgende physikalische Bedeutung haben: Strom und Potential haben am unteren Ende der Antenne maximale Amplituden resp. von $T_0 \cos\beta$ und $V_0 \sin\beta$; und der maximale Strom und Potential am Gipfel sind $T_0 \cos\alpha$ und $V_0 \sin\alpha$

Experimentell kann man die Werte von θ, α und β finden, wenn man erst die Wellenlänge der Antenne mißt mit Beschwerung am oberen Ende in der Form von horizontalen Drähten aber ohne Beschwerung am unteren Ende. Weil die Höhe l bekannt ist, ergibt sich θ aus (5). Wenn unten keine Beschwerung ist, muß man wegen (6) $C_2 = \infty$, $L_2 = 0$ setzen, daher $\beta = 0$, so daß $\alpha = \theta$. Darum haben wir in diesem Falle

$$\operatorname{tg}\theta = C/C_1\,\theta\,,$$

woraus C/C_1 gefunden werden kann. Wenn nun Kapazität und Induktion unten eingeschaltet wird, indem der Gipfel ungeändert gelassen und die Wellenlänge λ' wieder gemessen wird, so haben wir:

$$\operatorname{tg}a' = C/C_1\,\theta'\,,$$

woraus α' berechnet werden kann, wenn C/C_1 und θ' bekannt sind. β' wird wieder gefunden, durch Subtraktion: $\theta' - \alpha' = \beta'$.

Die Formel (10) zeigt uns, daß es durch Änderung der Beschwerung möglich ist, eine konstante Wellenlänge zu erhalten mit verschiedenen Verteilungen von Potential und Strom über der Antenne, was zur Folge hat, daß der Sinus und Cosinus auf verschiedene Höhen der Antenne gebracht werden.

Dieses ist sehr wichtig im Zusammenhang mit der Strahlung, die die Antenne aussendet, wie man später sehen wird.

Um die ganze Energie E der Antenne zu finden, müssen wir den Wert berechnen von:

$$E = \frac{1}{2} \bar{L} \int_0^l i^2 \, dx + \frac{1}{2} L_2 \, i^2_{x=0} + \frac{1}{2} L_1 \, i^2_{x=l} \tag{11}$$

zur Zeit des maximalen Stromes oder was dasselbe ist, den Wert von

$$E = \frac{1}{2} \bar{C} \int_0^l v^2 \, dx + \frac{1}{2} C_2 \, v_2^{\,2} + \frac{1}{2} C_1 \, v_1^{\,2} \tag{12}$$

zur Zeit der maximalen Spannung, wo v_1 und v_2 die Werte der Spannung sind in den Kapazitäten am oberen und unteren Ende respektive.

Aus (11) erhalten wir nun für die Energie:

$$\begin{aligned} E = \frac{1}{4} T_0^{\,2} L \left\{ 1 + \frac{1}{2\,\theta} (\sin 2\,\alpha + \sin 2\,\beta) \right\} \\ + \frac{1}{2} T_0^{\,2} L_1 \cos^2 \alpha + \frac{1}{2} T_0^{\,2} L_2 \cos^2 \beta \end{aligned} \tag{13}$$

und aus (12) bekommen wir:

$$\begin{aligned} E = \frac{1}{4} T_0^{\,2} L \left\{ 1 - \frac{1}{2\,\theta} (\sin 2\,\alpha + \sin 2\,\beta) \right\} + \frac{1}{2\,\theta^2} T_0^{\,2} \frac{L\,C}{C_1} \cos^2 \alpha + \\ + \frac{1}{2\,\theta^2} T_0^{\,2} \frac{L\,C}{C_2} \cos^2 \beta \end{aligned} \tag{14}$$

was, wie man zeigen kann, dasselbe ist.

Nehmen wir den Mittelwert von (13) und (14), so bekommen wir den mehr symmetrischen Ausdruck für die totale Energie der beschwerten Antenne.

$$E = \frac{1}{4} T_0^{\,2} L \left[1 + \frac{\cos^2 \alpha}{\theta} \left(\frac{L_1\,\theta}{L} + \frac{C}{C_1\,\theta} \right) + \frac{\cos^2 \beta}{\theta} \left(\frac{L_2\,\theta}{L} + \frac{C}{C_2\,\theta} \right) \right] \tag{15}$$

Der Quotient der totalen elektromagnetischen Antennenenergie und des halben Quadrates des maximalen Stromes in einem Strombauche können wir die dynamische Selbstinduktion L_1 des vollständigen Systemes nennen. In gleicher Weise können wir die dynamische Kapazität C^1 des totalen Systemes definieren. Es ist klar, daß L^1 und C^1 nicht nur von den Beschwerungen abhängig sind, sondern auch von der Schwingungsweise der Antenne. Die Energie eines geerdeten vertikalen Stabes (gerader Marconisender), der seiner Grundschwingung (Wellenlänge $\lambda = 4\,l$) oder eine Oberschwingung ausführt, ist bekanntlich $\frac{1}{4} T_0^{\,2} L$. Da in (15) alle Ausdrücke positiv sind, so sehen wir, daß

die Energie einer beschwerten Antenne mit demselben maximalen Stromwert im Bauche und ebenso die dynamische Selbstinduktion L^1 immer größer sind als die übereinstimmenden Werte derselben Antenne im unbeschwerten Zustande.

Wie wir weiter sehen werden, ist die Strahlung abhängig von der Stromverteilung über den vertikalen Teil der Antenne.

Die ursprüngliche Energie, aufgespeichert auf dem Luftleiter, kann vermehrt werden [vgl. (15)] durch Vergrößerung der dynamischen Selbstinduktion der Antenne. Wir können dieses z. B. tun durch Vergrößerung der Selbstinduktion L_2 am Fuß. Die Wellenlänge und die Werte des Stromes über dem Luftleiter können dann konstant gehalten werden durch eine gleichzeitige Abnahme der Kapazität des Kondensators C_2 am unteren Ende in solcher Weise, daß

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{C}{C_2 \theta} - \frac{L_2 \theta}{L}$$

konstant ist.

Darum können wir, durch Einschalten einer größeren Induktion am Fuße und gleichzeitig einer kleineren Kapazität in der Anordnung der Fig. 1, indem wir die Wellenlänge konstant halten, das Strahlungsdekrement verringern mit dem bekannten Resultat einer schärferen Abstimmung.

Weil nun die Stromverteilung über der Antenne bekannt ist, können wir jetzt die Strahlung finden, welche vom Strahler emittiert wird.

Bei der Berechnung dieser Strahlung machen wir die folgenden Annahmen:

1. Die vertikalen Dimensionen der Beschwerungen sind klein zur totalen Höhe der Antenne, so daß der Beitrag der Beschwerungen zur totalen Strahlung zu vernachlässigen sind.

2. Die Antenne ist auf einen vollkommen leitenden Boden aufgestellt, was zur Folge hat, daß die elektrischen Kraftlinien rings um den Strahler senkrecht zum Boden enden.

Das elektromagnetische Feld um die Antenne kann, wie Prof. M. Abraham[1]) gezeigt hat, gefunden werden, wenn man das elektrische Bild der Antenne, gespiegelt an der Erde, gebraucht (siehe Fig. 2, wo AB die Antenne ist). Wenn wir nun einen Punkt P nehmen in einer Entfernung von dem Strahler, die groß ist, im Vergleich mit der Wellenlänge, so können wir die Intensität finden des elektrischen

1) Physikalische Zeitschrift II, 329, 1901.

und magnetischen Feldes, verursacht durch den Strom in einem Teile dx der Antenne, **und** einem Teile dx ihres Bildes.

Nach **Hertz**[1]) ist die elektrische Kraft:

$$\left.\begin{aligned} dE &= \frac{2\pi c}{\lambda r_1} i_x\, dx \sin\varphi \cdot \sin\left(\omega t - \frac{2\pi r_1}{\lambda}\right) \\ &+ \frac{2\pi c}{\lambda r_2} i_x\, dx \sin\varphi \cdot \sin\left(\omega t - \frac{2\pi r_2}{\lambda}\right) = \\ &= \frac{4\pi c}{\lambda r} i_x\, dx \sin\varphi \cdot \sin\left(\omega t - \frac{2\pi r}{\lambda}\right) \cos\frac{\pi(r_2 - r_1)}{\lambda} \end{aligned}\right\} \quad (16)$$

wo wir setzen: $\frac{r_1 + r_2}{2} = r =$ die Entfernung von P vom unteren Ende der Antenne, und wo φ der Winkel ist, welchen der radius-vector von P mit allen Teilen der Antenne macht. Es ist selbstverständlich, daß

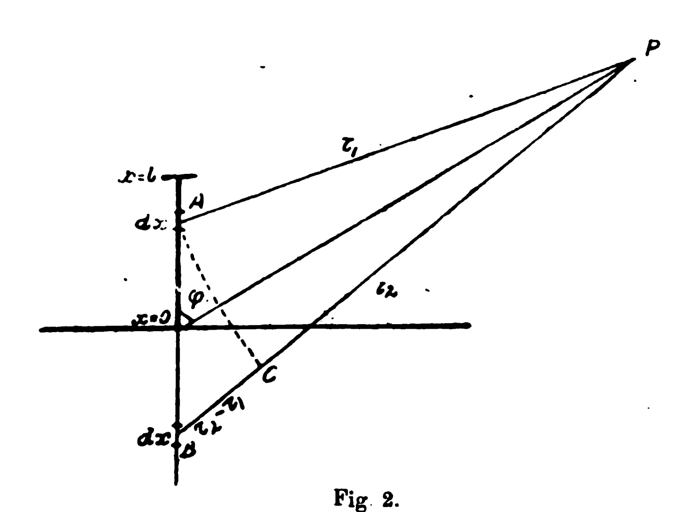


Fig. 2.

die Störung, welche in P kommt vom Teile dx der Antenne, dort mit einer anderen Phase ankommt als die Störung, welche zur selben Zeit ausgeht vom Bildteile dx.

Das magnetische Feld in P, verursacht durch dieselben Elemente des Strahlers ist:

$$dH = \frac{4\pi}{\lambda r} i_x\, dx \sin\varphi \cdot \sin\left(\omega t - \frac{2\pi r}{\lambda}\right) \cdot \cos\frac{\pi(r_2 - r_1)}{\lambda} \qquad (17)$$

1) „Ausbreitung der Elektr. Kraft".

Nun ist:

$$\frac{\pi(r_2 - r_1)}{\lambda} = 2\pi \frac{x}{l} \cos\varphi \text{ (siehe Fig. 2, wo } r_2 - r_1 = BC),$$

so daß das elektrische und magnetische Feld in P, verursacht durch die ganze Antenne, ist:

$$E = \frac{4\pi T_0}{\lambda r} \sin\varphi \cdot \sin\left(\omega t - \frac{2\pi r}{\lambda}\right) \int_{x=0}^{x=l} \frac{i_x}{T_0} \cos\left(\frac{2\pi x \cos\varphi}{\lambda}\right) dx \quad (18)$$

und:

$$H = \frac{4\pi T_0}{\lambda r} \sin\varphi \cdot \sin\left(\omega t - \frac{2\pi r}{\lambda}\right) \int_{x=0}^{x=l} \frac{i_x}{T_0} \cos\left(\frac{2\pi x \cos\varphi}{\lambda}\right) dx \quad (19)$$

Weil die elektrische Kraft überall senkrecht steht zu der magnetischen, finden wir für die Strahlung durch die Einheit der Oberfläche senkrecht zu dem radius-vector in der Zeit dt:

$$\left.\begin{aligned} d\Sigma = \frac{1}{4\pi} E H dt = \frac{4\pi c T_0^2 \sin^2\varphi}{\lambda^2 r^2} \sin^2\left(\omega t - \frac{2\pi r}{\lambda}\right) \\ \left[\int_0^l \frac{i_x}{T_0} \cos\left(\frac{2\pi x \cos\varphi}{\lambda}\right) dx\right]^2 dt\,. \end{aligned}\right\} \quad (20)$$

Nun haben wir gefunden:

$$i_x = T_0 \cos\left(\frac{\omega x}{\alpha} - \beta\right) \cos\omega t\,,$$

so daß der Integral in (20) den Wert hat:

$$\int_0^l \cos\left(\frac{\omega x}{\alpha} - \beta\right) \cdot \cos\left(\frac{2\pi x \cos\varphi}{\lambda}\right) dx = \int_0^l \cos\left(\frac{\theta x}{l} - \beta\right) \cdot \cos\left(\frac{\theta x}{l} \cos\varphi\right) dx =$$

$$= \frac{l}{\theta \sin^2\varphi} \{\sin\beta + \cos(\theta\cos\varphi) \cdot \sin(\theta - \beta) - \cos\varphi \cdot \sin(\theta\cos\varphi) \cdot \cos(\theta - \beta)\} =$$

$$= \frac{l}{\theta \sin^2\varphi} \{\sin\beta + \cos(\theta\cos\varphi) \cdot \sin\alpha - \cos\varphi \sin(\theta\cos\varphi) \cdot \cos\alpha\}.$$

Also ist der Mittelwert der Strahlung durch die genannte Einheitsoberfläche:

$$\left.\begin{aligned} d\Sigma = \frac{2\pi c T_0^2}{\lambda^2 r^2} \cdot \frac{l^2}{\theta^2 \sin^2\varphi} \{\sin\beta + \cos(\theta\cos\varphi) \\ \cdot \sin\alpha - \cos\varphi \cdot \sin(\theta\cos\varphi)\cos\alpha\}^2 = \\ = \frac{c T_0^2}{2\pi r^2 \sin^2\varphi} \{\sin\beta + \cos(\theta\cos\varphi)\sin\alpha - \cos\varphi\sin(\theta\cos\varphi)\cos\alpha\}^2 \end{aligned}\right\} (21)$$

Wenn wir dieses über eine Kugel mit Halbmesser r integrieren und dann das Resultat halbieren, da es nur Strahlung gibt in der oberen Hälfte der Kugel, bekommen wir für die ganze Strahlung[1]):

$$\left.\begin{aligned} \sum &= \frac{c\,T_0^{\,2}}{2}\int_0^{\pi}\frac{1}{\sin\varphi}\{\sin\beta + \cos(\theta\cos\varphi) \\ &\qquad\qquad \cdot\sin\alpha - \cos\varphi\sin(\theta\cos\varphi)\cos\alpha\}^2\,d\varphi = \\ &= c\,T^2\int_0^{\pi}\frac{1}{\sin\varphi}\{\sin\beta + \cos(\theta\cos\varphi)\cdot\sin\alpha - \cos\varphi\cdot\sin(\theta\cos\varphi)\cos\alpha\}^2 d\varphi \end{aligned}\right\} \quad (22)$$

wo T der mittlere Strom ist in einem Strombauche. Setzen wir für den Strahlungswiderstand, d. i. den Quotienten der totalen Strahlung und des mittleren Stromes in einem Bauche K_ϱ, so haben wir:

$$\sum = T^2 R_\varrho \text{ [2])}, \qquad (22\,\mathrm{A})$$

so daß:

$$R_\varrho = c\int_0^{\pi}\frac{1}{\sin\varphi}\{\sin\beta + \cos(\theta\cos\varphi)\cdot\sin\alpha - \cos\varphi\cdot\sin(\theta\cos\varphi)\cos\alpha\}^2\,d\varphi$$

Dieser Ausdruck gibt den Strahlungswiderstand in elektromagnetischen Einheiten. Ausgedrückt in Ohm ist:

$$R_\varrho = 30\int_0^{\pi}\frac{1}{\sin\varphi}\{\sin\beta + \cos(\theta\cos\varphi)\cdot\sin\alpha - \cos\varphi\sin(\theta\cos\varphi)\cos\alpha\}^2\,d\varphi \quad (23)$$

Um das Integral in (23) (wir bezeichnen es mit I) zu berechnen, können wir auf folgende Weise vorgehen:

---

1) Es ist klar, daß das durch Abraham in „Phys. Zeitschr.", II, 332, 1901, gegebene Integral für die totale Strahlung eines geraden Stabes sein muß

$$\int_0^{\pi} \text{ statt } \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}}$$

2) Gewöhnlich gebraucht man in der Definition für den Strahlungswiderstand den mittleren Strom am unteren Ende der Antenne statt des mittleren Stromes in einem Strombauche. Wenn man aber einen Kondensator von sehr kleiner Kapazität einschaltet, wird der Strom am unteren Ende der Antenne Null, und der Strahlungswiderstand wird unendlich, so daß in diesem Falle die totale Strahlung nicht einfach ausgedrückt werden kann als Funktion des Strahlungswiderstandes. Darum haben wir hier den Strahlungswiderstand definiert mit Hilfe der Stromamplitude in einem Bauche. Da der Strom am unteren Ende $T_0 \cos\beta$ ist, kann man leicht die hier gefundenen Werte im üblichen Ausdruck umsetzen.

$$I = \int_0^{\pi} \frac{1}{\sin\varphi} \{\sin\beta + \cos(\theta\cos\varphi)\sin\alpha - \cos\varphi\sin(\theta\cos\varphi)\cdot\cos\alpha\}^2 d\varphi =$$

$$= \int_{-1}^{+1} \frac{1}{1-u^2} \{\sin\beta + \cos\theta u \cdot \sin\alpha - u\sin\theta u \cdot \cos\alpha\}^2 du =$$

$$= \frac{1}{2}\int_{-1}^{+1} \left(\frac{1}{1+u} + \frac{1}{1-u}\right) \{\sin\beta + \cos\theta u \cdot \sin\alpha - u\sin\theta u \cdot \cos\alpha\}^2 du.$$

Man kann leicht zeigen, daß das Integral mit dem Faktor $\frac{1}{1+u}$ gleich dem, mit dem Faktor $\frac{1}{1-u}$ ist, so daß:

$$\left.\begin{aligned} I &= \int_{-1}^{+1} \frac{1}{1+u} \{\sin\beta + \cos\theta u \cdot \sin\alpha - u\sin\theta u \cdot \cos a\}^2 du = \\ &= \int^{2} \frac{1}{x} \{\sin\beta + \cos\theta(x-1)\cdot\sin\alpha - (x-1)\sin\theta(x-1)\cdot\cos\alpha\}^2 dx \end{aligned}\right\} \quad (24)$$

Durch Quadrieren unter dem Integralzeichen und Trennung der Ausdrücke mit den Faktoren x^{-1}, x^0 und x^{+1}, können wir das ganze Integral I zerlegen in drei Integrale I_1, I_2 und I_3, von denen:

$$\left.\begin{aligned} I_1 = \sin 2\beta \int_0^2 \frac{\sin\theta x}{x}\, dx + (1 - \cos 2\beta) \int_0^2 \frac{1-\cos\theta x}{x}\, dx \\ - \frac{1}{2}\sin 2\beta \int_0^2 \frac{\sin 2\theta x}{x}\, dx + \\ + \frac{1}{2}\cos 2\beta \int_0^2 \frac{1-\cos 2\theta x}{x}\, dx = \end{aligned}\right\} \quad (25)$$

$$\left.\begin{aligned}
&= \sin 2\beta \int_0^{2\theta} \frac{\sin\varphi}{\varphi}\, d\varphi + (1 - \cos 2\beta) \int_0^{2\theta} \frac{1 - \cos\varphi}{\varphi}\, d\varphi \\
&\qquad - \frac{1}{2} \sin 2\beta \int_0^{4\theta} \frac{\sin\varphi}{\varphi}\, d\varphi + \\
&\qquad + \frac{1}{2} \cos 2\beta \int_0^{4\theta} \frac{1 - \cos\varphi}{\varphi}\, d\varphi = \\
&= \sin 2\beta\, Si\, 2\theta - \frac{1}{2} \sin 2\beta \cdot Si\, 4\theta + (1 - \cos 2\beta) \int_0^{2\theta} \frac{1 - \cos\varphi}{\varphi}\, d\varphi \\
&\qquad + \frac{1}{2} \cos 2\beta \int_0^{\theta} \frac{1 - \cos\varphi}{\varphi}\, d\varphi \,.
\end{aligned}\right\} \quad (25)$$

Gebraucht man $\theta = \alpha + \beta$, dann kann I_2 (mit dem Faktor x^0) gebracht werden auf die Form:

$$\left.\begin{aligned}
I_2 &= \int_0^2 \Big[-\cos^2\alpha + \cos\alpha \cdot \cos\{2\theta(x-1) + \alpha\} \\
&\qquad - 2\sin\beta \cdot \cos\alpha \int_0^2 \sin\theta(x-1) \Big] dx = \\
&= -\cos^2\alpha \int_0^2 dx + \frac{\cos\alpha}{2\theta} \int_0^{4\theta} \cos(\varphi - \theta - \beta)\, d\varphi \\
&\qquad - \frac{2\sin\beta \cdot \cos\alpha}{\theta} \int_0^{2\theta} \sin(\varphi - \theta)\, d\varphi = \\
&- 2\cos^2\alpha + \frac{\cos\alpha}{2\theta} \{\sin(3\theta - \beta) + \sin(\theta + \beta)\} \\
&\qquad + 0 = \cos^2\alpha \left(-2 + \frac{\sin 2\theta}{\theta}\right)
\end{aligned}\right\} \quad (26)$$

I_3 (mit dem Faktor x) ist:

$$I_3 = \cos^2\alpha \int_0^2 x \cdot \sin^2\theta(x-1)\, dx = \cos^2\alpha \left(1 - \frac{\sin 2\theta}{2\theta}\right) \qquad (27)$$

Also finden wir als den totalen Integral:

$$\left.\begin{aligned} I = I_1 + I_2 + I_3 = \sin 2\beta \cdot Si\,2\theta - \frac{1}{2}\sin 2\beta \cdot Si\,4\theta \\ + (1 - \cos 2\beta)\int_0^{2\theta} \frac{1-\cos\varphi}{\varphi}\,d\varphi + \\ + \frac{1}{2}\cos 2\beta \int_0^{4\theta} \frac{1-\cos\varphi}{\varphi}\,d\varphi + \cos^2\alpha\left(\frac{\sin 2\theta}{2\theta} - 1\right) \end{aligned}\right\} \quad (28)$$

Für kleine Werte von θ (d. h. für lange Wellenlängen) können die Integrale, welche noch in (28) übrig bleiben, entwickelt werden in eine schnell konvergierende Reihe:

$$\int_0^x \frac{1-\cos\varphi}{\varphi}\,d\varphi = \int_0^x \frac{1 - 1 + \frac{\varphi^2}{2!} - \frac{\varphi^4}{4!} + \ldots}{\varphi}\,d\varphi = \frac{x^2}{2\cdot 2!} - \frac{x^4}{4\cdot 4!} + \frac{x^6}{6\cdot 6!}\cdots$$

Man kann aber auch den Integralcosinus benutzen und bekommt dann, wenn δ eine Größe ist, welche klein ist gegen die Einheit:

$$\int_0^x \frac{1-\cos\varphi}{\varphi}\,d\varphi = \int_0^\delta \frac{1-\cos\varphi}{\varphi}\,d\varphi + \int_\delta^x \frac{1-\cos\varphi}{\varphi}\,d\varphi =$$

$$= \int_0^\delta \frac{2\sin^2 {}^1\!/_2\,\varphi}{\varphi}\,d\varphi + \int_\delta^x \frac{d\varphi}{\varphi} - \int_\delta^x \frac{\cos\varphi}{\varphi}\,d\varphi =$$

$$= \frac{1}{2}\int_0^\delta \varphi\,d\varphi + \lg_e x - \lg_e \delta - \int_\delta^\infty \frac{\cos\varphi}{\varphi}\,d\varphi + \int_x^\infty \frac{\cos\varphi}{\varphi}\,d\varphi =$$

$$= \frac{1}{4}\delta^2 - \lg_e \delta + \lg_e x + Ci\,\delta - Ci\,x\,.$$

Dieser Ausdruck wird, wenn wir δ sich null nähern lassen:

$$\int_0^x \frac{1-\cos\varphi}{\varphi}\,d\varphi = E + \lg x - Ci\,x.$$

wo E die Eulersche Konstante ist, nämlich:

$$E = 0{,}577216\ldots$$

Wenn wir diese Ergebnisse anwenden auf (28) können wir schreiben:

$$\left.\begin{aligned} I = &\frac{\sin 2\beta}{2}\{2\,Si\,2\theta - Si\,4\theta + \}\frac{\cos 2\beta}{2}\{2\,Ci\,2\theta - Ci\,4\theta - E - \lg_e\theta\} \\ &+ E + \lg_e 2 + \lg_e\theta - C\,i\,2\,\theta + \cos^2\alpha\left(\frac{\sin 2\,\theta}{2\,\theta} - 1\right) \end{aligned}\right\}(29)$$

Und wir finden als den allgemeinen Ausdruck für den totalen Strahlungswiderstand einer beschwerten Antenne ausgedrückt in Ohm[1]):

$$\left.\begin{aligned} R_\varrho = 15\sin 2\beta\{2\,Si\,2\,\theta - Si\,4\,\theta\} + 15\cos 2\beta\{2\,Ci\,2\,\theta \\ - Ci\,4\,\theta - \lg_e\theta - 0{,}577216\} + \\ +30\left\{\cos^2\alpha\left(\frac{\sin 2\,\theta}{2\,\theta} - 1\right) - C\,i\,2\,\theta + \lg_e\theta + 1{,}27036\right\} \end{aligned}\right\}\quad(30)$$

wo $\theta = \dfrac{2\pi l}{\lambda}$ und $\cos\alpha$ und $\cos\beta$ die Verhältnisse sind der Stromamplituden resp. am oberen und unteren Ende der Antenne und der maximalen Stromamplitude in einem Bauche.

Die Formel (30) zeigt uns, wie man erwarten könnte, daß der Strahlungswiderstand einer beschwerten Antenne und ebenso die Strahlung dieser Antenne nicht nur abhängen von der Länge der Wellen, welche der Luftleiter aussendet, sondern auch in hohem Maße vom Werte des Stromes am unteren und oberen Ende, oder mit anderen Worten, von der Art und Weise wie bei gegebener Wellenlänge, der Strom über den Luftleiter verteilt ist. Darum ist es deutlich, daß die Strahlung einer Antenne nicht geschrieben werden kann in der einfachen Form:

$$\sum = A\,T^2\,\frac{l^2}{\lambda^2}\,,$$

wo A eine Konstante ist und T der mittlere Strom am unteren Ende der Antenne, wie man das gewöhnlich findet in den meisten Handbüchern über drahtlose Telegraphie[2]), weil es ganz abhängt von der Art und Weise, wie die Beschwerung verändert wird (am oberen oder unteren Ende oder beiden), um die Wellenlänge λ zu ändern. Sogar wenn wir eine Antenne mit verstärkter Endkapazität voraussetzen, d. h. eine mit Kapazität am Gipfel in der Form von horizontalen Drähten (Schiffsantenne und Schirmantenne), kann die totale Strahlung nicht geschrieben werden in der einfachen Gestalt:

---

1 Von J. W. L. Glaisher sind Tafeln berechnet für den Integralsinus und Integralcosinus und publiziert in den „Philosophical Transactions", London CLX, 367, 1870.

2) Siehe z. B. Fleming „The Principles of Electric Wave Telegraphy and Telephony", 3 rd edition, S. 459.

$$\sum = 160\,\pi^2\,T^2\,\frac{l^2}{\lambda^2}\,,$$

wie es angegeben ist von Austin, und auf welcher Basis er eine Tafel berechnet von Strahlungswiderständen für Antennen mit verstärkter Endkapazität[1]).

Für eine Antenne mit verstärkter Endkapazität ohne Beschwerung unten ($\operatorname{tg}\beta = 0$), haben wir wegen (30):

$$R_\varrho = 57{,}0208 + 34{,}5288\,\lg_{10}\frac{l}{\lambda} - 15\,Ci\,4\,\theta + 30\cos^2\theta\left(\frac{\sin 2\,\theta}{2\,\theta} - 1\right) \quad (31)$$

Die Anwendung der Formel:

$$R_\varrho = 160\,\pi^2\,\frac{l^2}{\lambda^2}\,,$$

um Tafeln des Strahlungswiderstandes für Antennen mit verstärkter Endkapazität zu berechnen bis zum Verhältnisse $\frac{l}{\lambda} = 0.4$, wie es Austin getan hat, ist offenbar eine Extrapolation der Resultate Rüdenberg's[2]), welche nicht statthaft ist, so daß die dort gegebenen Zahlen oft sehr viel abweichen von den Werten, berechnet mit Hilfe unserer Formeln. Austin hat sogar nicht einmal deutlich dargelegt, wie die Änderungen von λ zu erhalten sind, durch ändern der unteren und oberen Beschwerungen.

Rüdenberg's Formel ist nur gültig für den Fall einer sehr großen Wellenlänge, emittiert von einer Schirmantenne oder Antenne mit einer Kapazität am oberen Ende, welche groß ist im Vergleich mit der ganzen Kapazität des vertikalen Teiles des Luftleiters, denn dann kann man die folgende Näherung für die Strahlung ableiten. Wenn es keine Beschwerung am Boden gibt ist $\beta = 0$ und darum $\theta = \alpha$. Für einen Wert von λ, welcher groß ist gegenüber der ganzen Antennenhöhe l, ist θ wegen (5) eine kleine Größe. Nun ist die Strahlung, wie sie gegeben ist in (22 A) und (30), nur eine Funktion von θ, nämlich:

$$\sum = T^2\left\{15\,E + 30\,\lg_e 2 + 15\,\lg_e\theta - 15\,Ci\,4\,\theta + 30\cos^2\theta\left(\frac{\sin 2\theta}{2\,\theta} - 1\right)\right\}$$

Wenn wir die Funktionen von θ, welche in diesem Ausdruck vorkommen nach θ entwickeln, und bedenken, daß für $\theta < 1$:

---

1) „Journal of the Washington Acad. of Science", Vol. I, Nr. 7, Nov. 1911, aufs neue gedruckt in: Fleming: „The Principles of Electric Wave Telegr.", S. 460 und „Jahrbuch der Drahtl. Telegr. u. Teleph. 5, 417, 1912.

2) Rüdenberg, Ann. der Phys., XXV, 446, 1908.

$$Ci\,\theta = E + \lg_e \theta - \frac{\theta^2}{2\cdot 2!} + \frac{\theta^4}{4\cdot 4!} - \frac{\theta^6}{6\cdot 6!} + \cdots,$$

so finden wir:

$$\sum = T^2 \left\{ 40\,\theta^2 - 16\,\theta^4 + \frac{200}{63}\theta^6 \ldots \right\}.$$

Wenn wir hiervon nur den ersten Ausdruck nehmen, haben wir:

$$\sum = 40\,\theta^2 T^2 = 160\,\pi^2 \frac{l^2}{\lambda^2} T^2 .$$

was die genannte Rüdenbergsche Formel ist, und die nur gültig ist für Wellenlängen, die groß sind im Vergleich mit der Antennenhöhe.

Es folgt aus (30) und (22 A), daß für eine konstante Wellenlänge die Strahlung der Antenne mit verschiedenen Beschwerungen am oberen und unteren Ende wie folgt ausgedrückt werden kann:

$$\sum_{\theta = \text{konstant}} = T^2 \{A_1 \sin 2\,\beta + A_2 \cos 2\,\beta + A_3\},$$

Wo A_1, A_2 und A_3 konstant sind für ein gewisses Verhältnis der Wellenlänge und Antennenhöhe. Wenn wir bedenken, daß die Stromverteilung gegeben ist durch:

$$i_x = T_0 \cos\left(\frac{\omega\,x}{a} - \beta\right)$$

und wenn wir für x die Höhe auf der Antenne nehmen, wo ein Knoten gefunden wird, ist die ganze Energie, welche von der Antenne emittiert wird in Form elektromagnetischer Wellen konstanter Wellenlänge, aber mit verschiedenen Beschwerungen:

$$\sum = T^2 \left\{ B_1 \sin\frac{4\,\pi\,x}{\lambda} + B_2 \cos\frac{4\,\pi\,x}{\lambda} + B_3 \right\},$$

wo B_1, B_2 und B_3 Konstanten sind.

Um die Form dieser Funktion für zwei Wellenlängen zu zeigen, ist Fig. 3 berechnet worden, in welcher die Abszisse den Teil der Antennenhöhe gibt, auf welcher sich ein Stromknoten befindet und die Ordinate den Strahlungswiderstand der Antenne bei dieser Stromverteilung (1) für $\lambda = 2\,l$ und (2) für $\lambda = 4\,l$.

Die Formel für den Strahlungswiderstand einer Antenne, welche z. B. schwingt in einer halben Wellenlänge, ist, wenn x die Höhe des Stromknotens darstellt:

$$\underset{\lambda = 2l}{R_\varrho} = 58{,}28 - 46{,}32 \sin\left(\frac{2\,\pi\,x}{l} - 1{,}113\right) \Omega,$$

so daß für diese Wellenlänge der Strahlungswiderstand ein Minimum ist und gleich 11,96 Ω, wenn der Stromknoten sich in einem Punkt befindet, der 42,7% der Antennenhöhe vom Boden entfernt ist, und

ein Maximum ist mit einem Werte von 104,6 Ω, wenn der Knoten auf einer Höhe von 92,7% liegt. Dieses Beispiel zeigt uns deutlich, wie die Stromverteilung sogar bei konstanter Wellenlänge wichtig ist, mit Rücksicht auf die Strahlung.

In derselben Fig. 3 zeigt uns die Kurve für $\lambda = 4\,l$, daß es eine verschiedene Strahlung gibt, wenn eine Antenne schwingt in einer viertel Wellenlänge, aber:

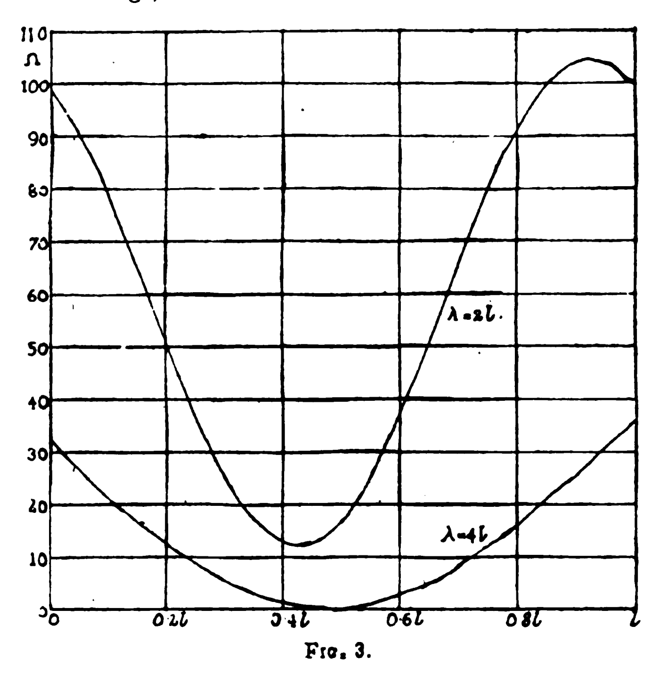


Fig. 3.

1. Mit dem Stromknoten am oberen und Strombauch am unteren Ende (gerader Marconi'scher Luftleiter), oder:

2. Mit dem Bauche am Gipfel und dem Knoten am Boden, wie man angenähert erreichen kann durch eine große Kapazität am oberen Ende (Schirmantenne) und eine sehr kleine Kapazität am unteren Ende.

Im ersten Falle ist der Strahlungswiderstand 36,6 Ω [1]), im zweiten [wegen (30)] nur 32,2 Ω [2]).

Es ist bekannt, daß die übliche Theorie, die keine Rücksicht

1) In Übereinstimmung mit Abraham, l. c.

2) Die gewöhnliche Definition des Strahlungswiderstandes würde hier geben $R_o = \infty$.

nimmt auf den Phasenunterschied, mit welchem die Wellen von den verschiedenen Teilen des Luftleiters einen gewissen Punkt im Raume erreichen, für die beiden betrachteten Fälle den Wert von 40 Ω, ein Unterschied von 9,3% resp. 21,3% mit der genaueren Formel.

Es ist wichtig zu finden, in welchen Richtungen die berechnete elektromagnetische Energie von der Antenne emittiert wird. Am besten wird das graphisch dargestellt. Wenn wir die Funktion unter dem Integralzeichen in (22) schreiben in der Form:

$$\frac{1}{\sin\varphi}\{\sin\beta+\cos(\theta\cos\varphi)\cdot\sin\alpha-\cos\varphi\cdot\sin(\theta\cos\varphi)\cdot\cos\alpha\}^2=\frac{1}{\sin\varphi}\{f(\varphi)\}^2,$$

so können wir in einer Ebene $r-\varphi$ Kurven ziehen in vier verschiedenen Weisen, die die folgenden Eigentümlichkeiten und Formeln hervorheben:

1. Wenn der radius-vector proportional mit der Energie, welche ausgestrahlt wird, genommen ist durch eine Einheitsoberfläche einer Kugel von konstantem Halbmesser, welche um die aussendende Antenne beschrieben wird, so ist die Gleichung der Kurve:

$$r=\{f(\varphi)\}^2/\sin^2\varphi\,. \tag{32}$$

2. Wenn r proportional genommen wird mit der totalen Energie, die ausgestrahlt wird durch die Zone einer Kugel, welche begrenzt wird von zwei Kegeloberflächen mit wenig verschiedenen Öffnungswinkeln, ist die Formel:

$$r=\{f(\varphi)\}^2/\sin\varphi\,. \tag{33}$$

3. r kann porportional genommen werden mit jenem Abstande von der Antenne wo die Strahlung durch eine Einheitsoberfläche senkrecht zum radius-vector konstant ist oder mit anderen Worten, r kann proportional gemacht werden mit jenem Abstande von der Antenne, wo bei gegebenem Empfangssysteme der Betrag der empfangenen Energie konstant ist. Also bekommen wir die Formel:

$$r=f(\varphi)/\sin\varphi\,. \tag{34}$$

Diese Oberfläche hat die Eigentümlichkeit, daß die elektrischen und magnetischen Kräfte darauf konstant sind. Diese Kurve kann die charakteristische Kurve der Strahlung genannt werden (analog mit der ähnlichen Kurve in einer horizontalen Ebene für gerichtete Sendedrähte, wie sie von Bellini und Tosi gebraucht sind) und sie stellt gleichzeitig die maximalen Abstände dar, in denen Signale in verschiedenen Richtungen empfangen werden können.

4. Wenn:

$$r=f(\varphi)/\sqrt{\sin\varphi}\,. \tag{35}$$

ist die Oberfläche dieser Fläche proportional mit der ganzen ausgestrahlten Energie. Die nachstehenden Kurven sind berechnet aus Formel (33), denn diese Kurven sind offenbar am besten geeignet für praktische Zwecke.

In Fig. 4 ist die linke ausgezogene Linie die Darstellung der Abstände in allen Richtungen in einer vertikalen Ebene von einem einfachen geraden Sendedraht, geerdet am unteren Ende, in welchem die empfangene Energie konstant ist. Die Wellenlänge der Grund-

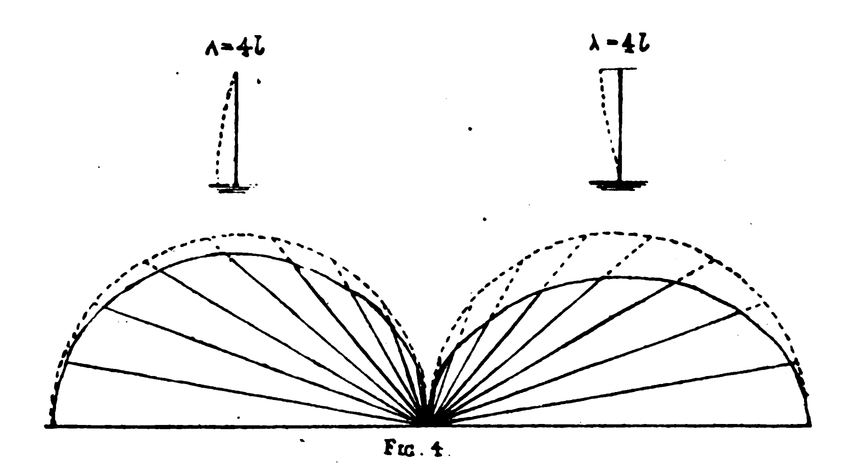


Fig. 4.

schwingung ist also $4\,l$ und die Stromverteilung über der Antenne ist also zu ersehen aus der kleinen Figur über dem Diagramm. Wie wir oben gesehen haben, ist der Strahlungswiderstand dieser Anordnung 36,6 Ω. Rechts in derselben Figur ist eine ähnliche Kurve gezeichnet für eine Antenne mit verstärkter Endkapazität, mit einer großen Kapazität am oberen Ende und einer sehr kleinen am unteren Ende. Die Stromverteilung ist dann gerade entgegengesetzt und der Strahlungswiderstand ist kleiner als im vorigen Falle gleich 32,2 Ω. Die punktierten Linien (für beide Seiten halbe Kreise) stellen die Kurven, welche die übliche Theorie ergiebt, dar, in welcher den Phasenunterschieden, mit welchen Wellen von verschiedenen Teilen der Antenne zu einem gewissen Punkt gelangen, nicht Rechnung getragen ist, in welchem Falle der außerordentlich große Wert von 40 Ω gefunden wird.

Es ist klar, daß die Strahlung der einen Hälfte der Antenne, wenn es einen Stromknoten gibt inmitten der Antenne, in horizontalen

Richtungen durch Interferenz die Strahlung der anderen Hälfte aufheben wird. In Zenneck's[1]) Formel:

$$R_e = 160\,\pi^2 \left(\frac{d\,l}{\lambda}\right)^2,$$

wo

$$\alpha = \frac{\frac{1}{l}\int\limits_0^l i_x\,d\,x}{T_0}$$

und $l =$ Länge der Antenne, würde es in diesem Falle gar keine Strahlung geben. In der Tat wird es eine Strahlung geben, bisweilen sogar eine sehr große, aber mehr aufwärts gerichtet. Ich habe einige Diagramme berechnet für verschiedene Wellenlängen, aber mit einem Stromknoten in der Mitte der Antenne. Fig. 5 stellt diesen Fall dar für $\lambda = 4\,l$, Fig. 6 für $\lambda = 2\,l$, Fig. 7 für $\lambda = 4/3\,l$, Fig. 8 für $\lambda = l$ und Fig. 9 für $\lambda = {}^2/_3\,l$. Jeder dieser Fälle fordert natürlich seine

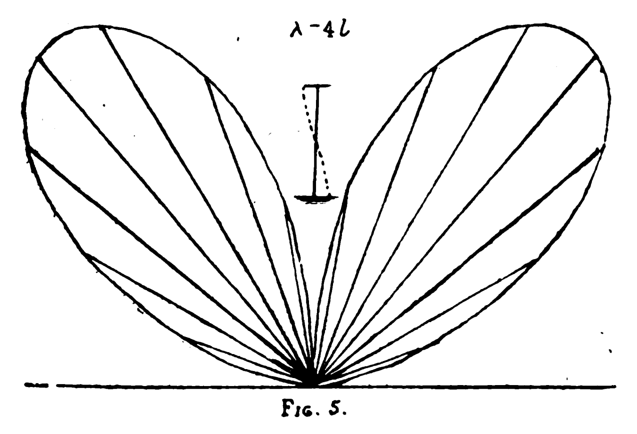


Fig. 5.

besondere Beschwerung am oberen und am unteren Ende der Antenne. Die Figuren zeigen, daß bei abnehmender Wellenlänge die Strahlung vornehmlich mehr und mehr begrenzt wird von zwei Kegeloberflächen mit wenig verschiedenen Öffnungswinkeln, so daß die charakteristische Kurve mehr zusammengedrängt wird, während gleichzeitig der größere Teil der Strahlung in mehr horizontaler Richtung emittiert wird. Die Formel (30) zeigt, daß der ganze Betrag der ausgestrahlten Energie

1) Zenneck, „Lehrb. der drahtl. Telegr.", 1915.

in jedem Falle zunimmt mit abnehmender Wellenlänge. Wenn man die Wellenlänge noch kürzer macht (durch Verwendung von Oberschwingungen), ergibt sich, daß die Strahlung zerlegt wird in mehrere

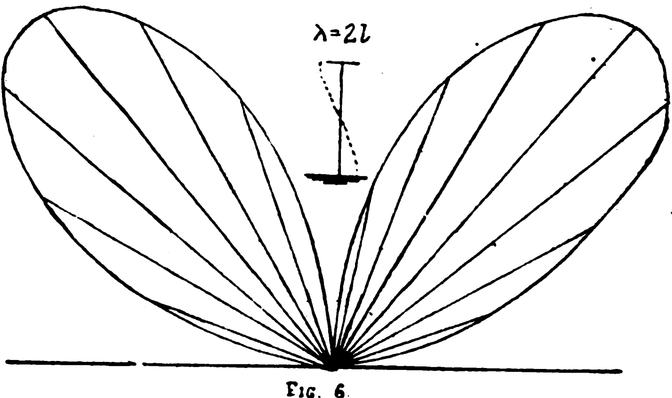


Fig. 6

Teile, wie Fig. 9, wo $\lambda = {}^2/_3\, l$, zeigt. Eine Antenne, die so erregt wird, daß sie eine Oberschwingung gibt ohne Stromknoten in der Mitte, liefert eine Strahlung, die zerlegt ist in mehrere Teile, von denen

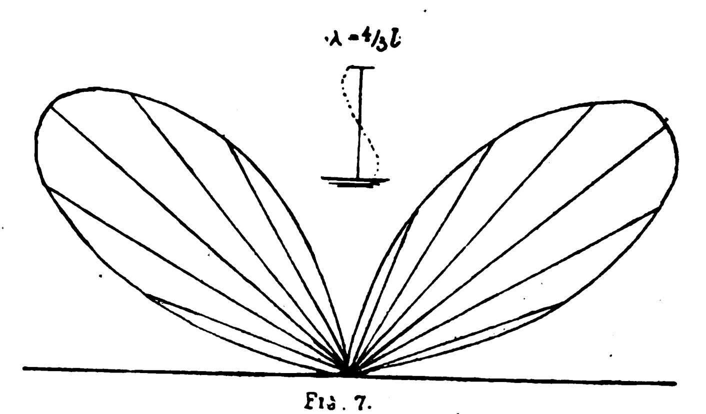


Fig. 7.

einer horizontal gerichtet sein wird. Dieses zeigt uns Fig. 10 für eine Wellenlänge $\lambda = {}^4/_3\, l$ auf einen vertikalen Stab ohne jede besondere Beschwerung, mit der zugehörigen Stromverteilung über dem Sendedraht, wie man aus den Diagrammen ersieht.

Es muß bemerkt werden, daß alle Kurven der Formen definiert durch (32), (33), (34) und (35) unabhängig sind vom Abstand von der

Antenne, wenn nur der Abstand groß ist gegen die Dimensionen der Antenne und gegen die verwendete Wellenlänge in welchem Falle die Stromlinien der Energie Geraden sind.

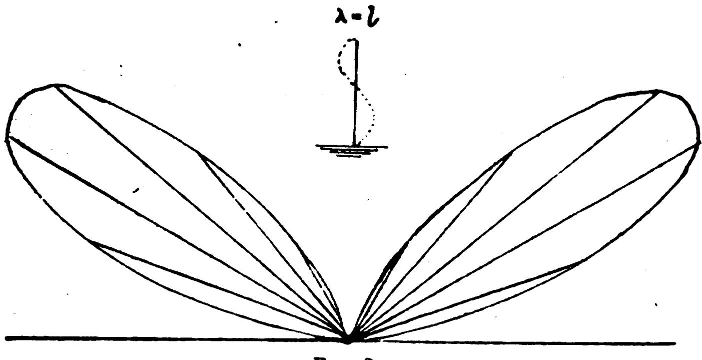


Fig. 8.

Die theoretische Möglichkeit, eine Antenne auf solche Weise zu beschweren und zu erregen, daß keine Strahlung in horizontaler Richtung ausgesendet wird, kann vielleicht experimentellen Wert haben, zur Auffindung ionisierter, brechender Lagen in der Atmosphäre, wie

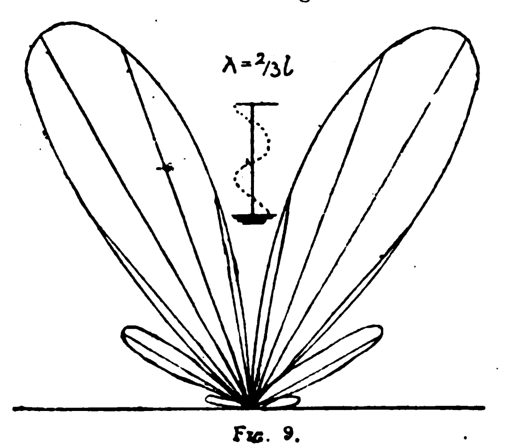


Fig. 9.

Eccles[1]) es berechnet hat, in welchem Falle der Strom in einer Empfangsanordnung zunehmen wird bis zu einem gewissen Betrag, indem die Strahlung in größerem Abstand von der Sendeeinrichtung empfangen wird.

1) The Electrician, 19. September 1913.

Zusammenfassung.

Diese Abhandlung enthält eine mathematische Behandlung des Gegenstandes, wobei die folgenden Sätze erwiesen sind. Der Strahlungswiderstand einer beschwerten Antenne und auch die Strahlung eines solchen Sendedrahtes sind nicht nur abhängig von der Wellenlänge,

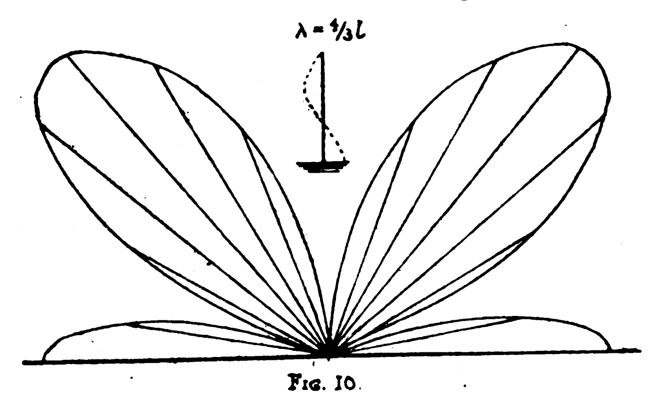


Fig. 10.

sondern auch von den Stromwerten am oberen und unteren Ende. Darum kann für die Strahlung nicht geschrieben werden: $\sum = \frac{A\, T^2 l^2}{\lambda^2}$ wo A konstant und T der mittlere Strom am Boden ist, wie es in den meisten Handbüchern üblich ist. Die Rüdenbergsche Formel für Antennen mit verstärkter Endkapazität und Schirmantennen ist nur gültig für sehr große Wellenlängen, mit einer Kapazität am oberen Ende der Antenne, welche sehr groß ist gegen die des vertikalen Teiles, und die Austinschen Tafeln für Strahlungswiderstände bis zu Verhältnissen von $l/\lambda = 0 \cdot 4$ sind erhalten durch eine unerlaubte Entrapolation von Rüdenbergs Ergebnissen.

Die Abhandlung behandelt auch die Richtungen, in welchen unter verschiedenen Umständen die Energie maximal ausgestrahlt wird.

Pender Electrical Laboratory University College, London.

(Eingesandt 15. Oktober 1917.)

Adresse des Autors: Dr. Balth. van der Pol jr., Utrecht (Holland), F. C. Dondersstraat 11 a.

G. W. O. Howe, Berechnung der Kapazität radiotelegraphischer Luftleiter unter Berücksichtigung des Einflusses der Masten und der Gebäude. (Calcul de la capacité des antennes radiotélégraphiques en tenant compte des mâts et des bâtiments.) (Nach Electrician vom 8. und 15. September 1916.)

Die Berechnung der Kapazität der Luftleiter, die lange Zeit als eine Unmöglichkeit betrachtet worden war, ist nunmehr ziemlich leicht ausführbar gestaltet worden, und der Verfasser hat ein Verfahren angegeben (s. Electrician **73**, 829, 1914 und **75**, 870, 1914), das er in den beiden Heften des Electrician vom 8. und 15. September 1916 weiter ausgeführt und auf einige tatsächliche Beispiele angewandt hat. Die Abweichungen, die in gewissen Fällen zwischen den gemessenen und den berechneten Werten festgestellt worden sind, rühren vom Einfluß der Masten und der Gebäude in der Nachbarschaft der Luftleiter her, wie sich der Verfasser bei dem Versuche, sie zu erklären, anzunehmen veranlaßt gesehen hat.

Die Kapazität eines aus n parallelen Drähten in einer Ebene bestehenden Luftleitergebildes wird durch die Formel

$$C = \frac{16{,}94\, n}{n\left(\log_e \frac{l}{d} - 0{,}31\right) + \log_e \frac{d}{r} - B} \times 10^{-6}\,\text{mfd/Fuß}$$

gegeben. In dieser Formel ist

l = Länge des Luftleiters,
d = Abstand zwischen zwei benachbarten Drähten,
r = Halbmesser des Drahtes,
B = Mittelwert von $\log_e \left(\underline{/(n-m)}\,\underline{/(m-1)}\right)$ für alle Werte von m zwischen l und n.

(Das in England übliche Symbol $\underline{/x}$ bezeichnet die Summe der ganzen Zahlen von 1 bis x, und man erinnert sich, daß

$$\log_e \underline{/x} = \log_e \Gamma(x+1)$$

ist, eine Größe, deren Werte in den mathematischen Tafeln von Dale auf Seite 77 angegeben sind. Oberhalb $n = 15$ ist $B = 2{,}44\,(n - 0{,}67)$. Für $n = 25$ wird $B = 44{,}75$.

Das mittlere Potential des gleichförmig mit der Menge Eins auf ein Zentimeter der Drahtlänge geladenen Luftleiters ist gleich

$$V_m = 2\,n\left(\log_e \frac{l}{d} - 0{,}31\right) + 2\log_e \frac{l}{d} - 2\,B$$

Für den Fall eines Luftleiters aus 25 Drähten von 200 Fuß Länge und 0,1 Zoll Stärke, die einen gegenseitigen Abstand von 2 Fuß haben und parallel zueinander in einer vertikalen Ebene angeordnet sind, findet man, wenn man die Erde nicht berücksichtigt,

$$V_m = 137{,}3 \qquad C = 1234 \times 10^{-6} \text{ mfd.}$$

Durch das Bild in der Erde wird V_m auf 112,3 herabgedrückt und C auf $1510 \cdot 10^{-6}$ Mikrofarad erhöht.

Da nun eine Schirmantenne einem Luftleiter aus parallelen Drähten verglichen werden kann, für den der Wert von d gleich dem 0,365fachen des vom Ende eines Drahtes auf den benachbarten Draht gefällten Lotes ist, so erhält man für den soeben betrachteten Luftleiter, für den Fall, daß die Drähte an ihrem unteren Ende zusammengefaßt werden,

$$C = 1054 \times 10^{-6} \text{ mfd.}$$

Der gemessene Wert beträgt $1640 \cdot 10^{-6}$ Mikrofarad.

Ein Luftleiter von der Gestalt eines auf der Spitze stehenden Kegels, der aus 160 Drähten von 0,1 Zoll Durchmesser, 100 Fuß Länge und einer Neigung von 30^0 gegen die Senkrechte gebildet wird, deren untere Enden 10 Fuß über dem Fußboden vereinigt, und deren obere Enden in einem Abstande von 2 Fuß voneinander auf einem Kreise von 51 Fuß Durchmesser angeordnet sind, hat eine Kapazität von $2685 \cdot 10^{-6}$ Mikrofarad, während der berechnete Wert $1423 \cdot 10^{-6}$ Mikrofarad ist.

Das vorstehende Ergebnis erhält man unter der Annahme, daß der kreisförmige Aufhängedraht isoliert ist. Wenn dieser Draht nicht isoliert ist und einen Halbmesser von 0,5 Zoll hat, also fünfmal so stark ist wie die Luftleiterdrähte, wird seine Ladung beträchtlicher sein, beispielsweise 12 statt 1.

Das Potential in einem Punkte P (s. Fig. 1), das durch seine Eigenladung von einer Einheit auf 1 cm der Drahtlänge erzeugt wird, rührt her: a) von der Ladung auf dem Drahte in der unmittelbaren Nachbarschaft des Punktes P, oder von jener eines zylindrischen Leiters von der Länge $2R \cdot \theta_1$; b) von der Ladung auf dem übrigen Teile des Kreises

$$= 2\int_{\theta_1}^{\pi} \frac{R\,d\theta}{2R\sin\frac{\theta}{2}} = 2\left|\log_e \operatorname{tg}\frac{\theta}{4}\right|_{\theta_1}^{\pi}.$$

$$= -2\log_e \operatorname{tg}\frac{\theta_1}{4}$$

Es ist zu bemerken, daß durch den Umstand, daß der Draht zu einem Kreise aufgewickelt ist, das Potential erhöht und infolgedessen die Kapazität erniedrigt wird, und zwar (in dem hier betrachteten Beispiele, wo $R/r = 2450$ ist) um 6 v. H. der Werte für den Fall, daß der Draht geradlinig wäre.

Das Potential des Aufhängedrahtes setzt sich wiederum zusammen aus dem von der Ladung der Luftleiterdrähte herrührenden, aus dem von seinem eigenen Gegenbilde herrührenden und aus dem von dem Gegenbilde der 160 Drähte herrührenden.

Um den Einfluß des Potentials des Aufhängedrahtes auf das oben für die 160 Drähte berechnete zu berechnen, bedient man sich des Satzes: Das mittlere Potential auf einer Fläche A, das von einer auf einer anderen Fläche B gleichförmig verteilten Ladung herrührt, ist gleich dem mittleren Potential auf der zweiten Fläche, das von derselben auf der ersten Fläche gleichförmig verteilten Ladung herrührt; wenn die Ladungen in beiden Fällen nicht gleich sind, so unterscheiden sich die Potentiale voneinander im umgekehrten Verhältnis der Ladungen.

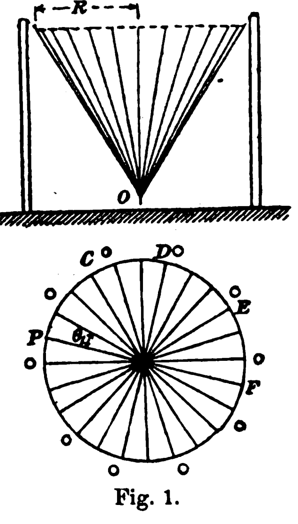


Fig. 1.

In dem Falle, der uns hier beschäftigt, bringt das Aufhängekabel durch sein Potential die Kapazität auf $1670 \cdot 10^{-6}$ Mikrofarad und sogar auf $1680 \cdot 10^{-6}$ Mikrofarad, wenn man bedenkt, daß, da das für das Kabel berechnete Potential kleiner ist als jenes der Drähte des Kegels, die Dichte auf dem Kabel in Wirklichkeit größer sein muß als die oben vorausgesetzte (nämlich 16 statt 12). Das Aufhängekabel erhöht sonach die Kapazität um 18 v. H.

Ein weiteres Beispiel beweist den Einfluß störender Faktoren, wie Masten und Gebäude. Es handelt sich in diesem Beispiel um 4 zueinander parallele Drähte, die in den vier Ecken eines Quadrates von 6 Fuß Seitenlänge ausgespannt sind und eine Länge von 110 m bei einem Durchmesser von 0,1 Zoll haben. Es betragen:

die gemessene Kapazität = 583 Mikro-Mikrofarad,
die berechnete Kapazität = 478 Mikro-Mikrofarad.

Einfluß der Masten.

Wir wollen zunächst den Fall eines einfachen senkrechten Drahtes betrachten (s. Fig. 2).

Es sei:

l = Länge des Drahtes oder des Mastes,

r = Halbmesser des Drahtes,

r_m = Halbmesser des Mastes,

D = Abstand des Drahtes vom Maste.

Die Formel

$$V_m = 2\left(\sin h^{-1}\frac{l}{D} + \frac{D}{l} - \sqrt{1 + \frac{D^2}{l^2}}\right)$$

ist der Ausdruck für das Potential auf einem Leiter, das von der Ladung auf einem benachbarten Leiter herrührt. Ersetzen wir D durch r, so gibt die Formel die Ladung auf dem Leiter selbst an (s. Tabelle I).

Tabelle I.

$\frac{l}{D}$	V_m	$\frac{l}{D}$	V_m	$\frac{l}{D}$	V_m	$\frac{l}{D}$	V_m
1	0,936	15	4,93	100	8,62	1300	13,72
2	1,648	20	5,48	200	9,98	2000	14,58
3	2,196	30	6,27	350	11,1	4000	15,97
5	2,986	40	6,81	500	11,81	8000	17,18
7	3,554	50	7,26	750	12,62		
10	4,186	75	8,05	1000	13,20		

Das von seiner Eigenladung herrührende Potential des Mastes und das von der Ladung auf dem Drahte herrührende finden wir in den Kurven der Fig. 3 angegeben; das vom Gegenbilde des Mastes herrührende ist in der ersten Arbeit des Verfassers (Electrician, S. 907) bestimmt worden. Was das vom Gegenbilde des Drahtes herrührende Potential anlangt, so findet man es auf folgende Weise:

Man setzt den Mast und den Draht als doppelt so lang voraus (beispielsweise zu 400 Fuß statt zu 200 Fuß) und berechnet das Potential dieses neuen Mastes. Dieses Potential ist das von dem 400 Fuß langen Drahte herrührende Potential der anderthalbfachen Länge eines Mastes von 400 Fuß. Da man das von dem wirklichen 200 Fuß langen Drahte herrührende Potential auf dem Maste von 200 Fuß kennt, wird der Unterschied zwischen den beiden Potentialen von dem Gegenbilde des Drahtes herrühren.

Haben wir:

$$l = 200 \text{ Fuß},$$
$$r = 0{,}05 \text{ Zoll},$$
$$r_m = 6 \text{ Zoll},$$
$$D = 10 \text{ Fuß},$$

so finden wir, daß das Vorhandensein des Mastes die Kapazität des Drahtes um 9,3 v. H. erhöht hat. Den Einfluß des Abstandes D zeigt die Fig. 4.

Die Kapazität, um die es sich hier handelt, ist die nach den elektrostatischen Verfahren gemessene oder die Kapazität bei niedriger

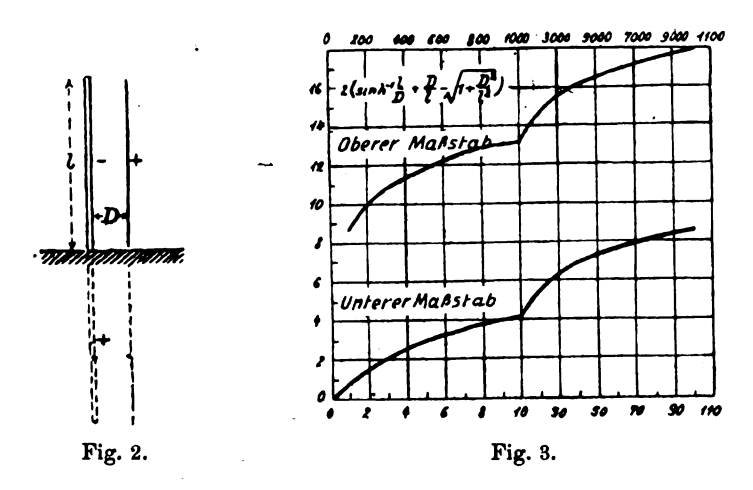


Fig. 2. Fig. 3.

Frequenz; aber bei nicht isolierten Metallmasten und bei den allgemein angewandten Wellenlängen, die viel größer sind als die Eigenwellenlänge der Luftleiter, stimmt der wirkliche Wert der Kapazität bei radiotelegraphischer Frequenz sehr genau mit der in der vorstehend geschilderten Weise berechneten überein.

Wenn wir dieselbe Rechnung auf den Luftleiter in Gestalt eines auf die Spitze gestellten Kegels anwenden, den wir weiter oben betrachtet haben, und annehmen, daß er von 10 Masten von 105 Fuß Höhe getragen werde, die einen Durchmesser von 18 Zoll haben und in einem Kreise von 116 Fuß Durchmesser angeordnet sind, so finden wir, daß die Kapazität von 1423 auf 1660 Mikro-Mikrofarad, also um 16,5 v. H. erhöht wird. Eine größere Anzahl von Masten würde sie noch weiter erhöhen, gerade wie die als Haltedrähte dienenden

wagerechten Drähte. (Wir haben gesehen, daß ein derartiger Draht die Kapazität des Luftleiters um 20 v. H. zu erhöhen vermag.) Wir nähern uns somit sehr dem gemessenen Werte.

Einfluß der Gebäude.

Wir wollen einen in der Nähe eines Gebäudes vertikal ausgespannten Draht betrachten. Die Oberfläche des Erdbodens und die Oberfläche des Gebäudes werden Flächen gleichen Potentials sein, und das Potential des Drahtes wird aus vier Bestandteilen gebildet werden,

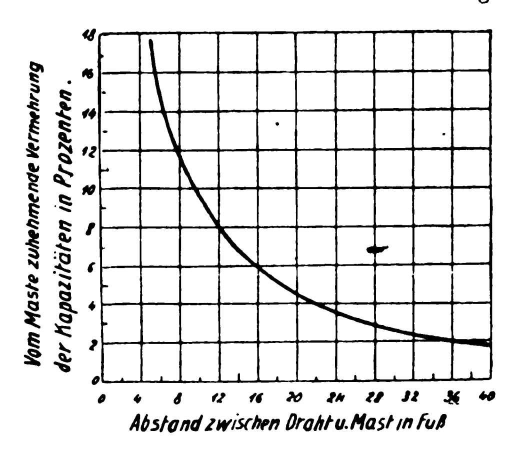


Fig. 4.

nämlich aus dem von seiner Eigenladung herrührenden Potential und den von den drei Bildern herrührenden. Diese verschiedenen Komponenten findet man, wie bereits angegeben, mit Hilfe der mitgeteilten Tafeln und Kurven.

Sind die folgenden Zahlenwerte gegeben:

$l = 100$ Fuß,
$r = 0{,}05$ Zoll,
$D = 6$ Fuß,

so findet man, daß die Kapazität durch das Vorhandensein des Gebäudes um 16 v. H. erhöht wird.

Ein Luftleitergebilde, bestehend aus 4 senkrechten Drähten von 45 Fuß Länge, 0,1 Zoll Durchmesser und 3 Fuß gegenseitigem Abstande, die von der Mauer um 3 Fuß entfernt sind, besitzt eine Kapazität von 868 Mikro-Mikrofarad. Wird die Entfernung von der Mauer auf 1 Fuß herabgesetzt, so wird die Kapazität 500 Picofarad (1 Picofarad = 1 Mikro-Mikrofarad).

Wir wollen nunmehr in ihren Einzelheiten die Berechnung des Einflusses angeben, den der Eiffelturm auf das von ihm getragene Luftleitergebilde ausübt. Dieses Luftleitergebilde setzt sich aus 6 Drähten von 330 m Länge und 7 mm Durchmesser zusammen, deren mittlerer Abstand 22 m beträgt (s. Fig. 5).

Wir haben:

$$\frac{l}{d} = 15 \quad \text{und} \quad \frac{d}{r} = 6300$$

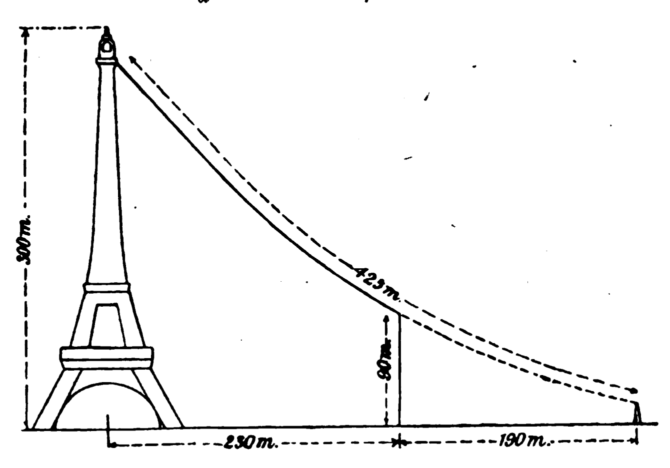


Fig. 5.

Daraus folgt.

$$C = \frac{16{,}94\, n}{n\left(\log_e \frac{l}{d} - 0{,}31\right) + \log_e \frac{d}{r} - B} = 5{,}2 \times 10^{-6}\ \text{mfd./Fuß}$$

oder insgesamt, wenn wir von dem Einfluß der Erde und des Turmes absehen, $5620 \cdot 10^{-6}$ Mikrofarad.

Bei einer Ladung von einer Einheit auf ein Zentimeter der Drahtlänge würde das Potential infolge der eigenen Ladung

$$\frac{6 \times 33{,}9}{5{,}2} = 39{,}1$$

und infolge des Gegenbildes in der Erde

$$-\frac{6 \times 33000}{27500} = -7{,}2$$

insgesamt also 31,9 sein, was eine Kapazität von

$$5620 \times \frac{39,1}{31,9} = 6900 \times 10^{-6}\,\text{mfd.}$$

ergibt.

Wir wollen den Turm mit einem senkrechten Zylinder von 300 m Höhe und 20 m Durchmesser vergleichen und wollen annehmen, daß das mit der Einheitsladung auf ein Zentimeter der Drahtlänge geladene Luftleitergebilde eine Ladung $-q$ auf ein Zentimeter der Zylinderhöhe induziert.

Wir erhalten dann für das Potential des Turmes:

infolge seiner Eigenladung: $-6,27\,q$ (s. Fig. 3 für $r_m/l_m = 30$),

infolge seines eigenen Bildes: $+1,38\,q$ (s. Fig. 21 ff. der ersten Mitteilung),

infolge des Luftleitergebildes: annähernd $+16,5$.

infolge des Bildes des Luftleiters: annähernd $-7,0$.

Da der Turm geerdet ist, so ist sein Potential Null. Wir haben also:

$$9,5 - 4,89\,q = 0$$

$$q = 1,94.$$

Das von der auf dem Turme induzierten Ladung herrührende Potential des Luftleitergebildes wird ungefähr $-2,5\,q$ betragen und sein von dem Gegenbilde des Turmes herrührendes Potential $1,1\,q$; daraus ergibt sich ein resultierendes Potential von

$$1,4\,q = 2,72.$$

Das weiter oben gefundene Potential von 31,9 vermindert sich auf 29,2, und die Kapazität wird auf 7540 Picofarad gebracht. Die wirklich vorhandene und gemessene Kapazität beträgt 7300 Picofarad.

Wenn wir für den gedachten Zylinder einen Durchmesser von 10 m statt von 20 m angenommen hätten, so würde der Zuwachs der Kapazität 7 v. H. statt 9 v. H. betragen haben.

Der Verfasser beschließt seine interessante Untersuchung damit, daß er die Ergebnisse einer Reihe streng durchgeführter Versuche an einem aus drei zueinander parallelen horizontalen Drähten gebildeten Luftleiter mitteilt, bei denen die Drähte voneinander entfernt, einander genähert, zusammengefaßt und sonst in ihrer Lage zueinander verändert werden konnten.

Der gemessene Wert für die Kapazität wich um nicht mehr als 4 v. H. von dem berechneten Werte ab, außer in dem Falle, daß die drei miteinander zusammenhängenden Drähte von 92 m Länge nur um

7,45 mm voneinander entfernt waren (hier betrug der Unterschied 8 v. H.). Der Verfasser zeigt, daß man in diesem Grenzfalle durch eine passende Korrektion die Abweichung noch auf 3 v. H. herabdrücken kann.

Fassen wir alles zusammen, so liefert das vorgeschlagene Verfahren Ergebnisse von größerer Genauigkeit, als man sie bei den in Frage kommenden geringen Kapazitäten mittels der üblichen technischen Meßverfahren erhält.

(Nach dem französischen Referat in La Lumière Electrique Nr. 50, S. 215—218, 1916, übersetzt von Max Iklé.)

(Eingesandt 1. Februar 1917.)

Adresse des Übersetzers: Dr. Max Iklé, Berlin-Zehlendorf (Wannseebahn), Milinowskistr. 31.

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Richard Pfund in New York beschreibt in der amerikanischen Patentschrift 1116111 Schaltungsanordnungen für drahtlose Großstationen und zwar im besonderen die Anordnung der Luftleitergebilde und der Gegengewichts- bzw. Erdungseinrichtungen, und die Umschaltvorrichtungen zum schnellen und bequemen Übergang von Senden auf Empfang und umgekehrt. In erster Linie bezweckt er dabei die Vermeidung von Verlusten, die bei den bisherigen Anordnungen unvermeidlich waren, und die einesteils in den Verbindungsleitungen zwischen dem eigentlichen Sender und der Antenne bzw. dem Gegengewicht und anderenteils in dem Raume zwischen der Antenne und dem Gegengewicht auftraten. Er geht davon aus, daß es zur Erzielung des besten Wirkungsgrades beim Senden notwendig ist, daß die Antenne nicht nur so weit als möglich von der Erdoberfläche entfernt sein soll, sondern daß sie auch für eine gegebene Senderkapazität die größtmögliche elektrostatische Kapazität haben sollte und zugleich auch eine möglichst kurze Eigenschwingung und einen kleinstmöglichen Widerstand. Da jedoch die Eigenschwingung einer Antenne sehr rasch mit ihrer Höhe über der Erdoberfläche wächst infolge der Induktanz der Leitungen und da die Widerstandsverluste in diesen Leitungen ebenso mit deren Länge steigen, wird für eine gegebene Senderkapazität bald eine Grenze für die Antennenhöhe erreicht, über die

hinaus der Wirkungsgrad, trotz der Vergrößerung der Höhe über der Erde, rasch sinkt, da die Eigenschwingung der Antenne im ganzen mehr aus ihrer Induktanz als aus ihrer elektrostatischen Kapazität herrührt und sie daher unfähig ist, die vom Sender gelieferte Energie wirksam aufzunehmen und auszustrahlen. Es ist nun zwar möglich, die Induktanz und den Widerstand dieser Leitungen zu verringern, indem man ihre Zahl vergrößert und zugleich sie in geeigneter gegenseitiger Entfernung anordnet, indessen werden dadurch wieder andere Nachteile bedingt und der Zweck doch nicht vollkommen erzielt. Pfund schlägt daher in der genannten amerikanischen Patentschrift vor, die Antenne, die z. B. schirmförmig sein kann, von der Spitze eines hohen im wesentlichen metallischen Turmes tragen zu lassen, der einen großen Querschnitt und eine große Oberfläche besitzt und dessen verschiedene Abschnitte sorgfältig miteinander verbunden sind, um sowohl die Induktanz als auch den Widerstand auf ein Minimum zu bringen; diese Antenne soll von dem Turm isoliert sein, der eigentliche Sender soll an oder sehr nahe bei der Spitze des Turmes angeordnet sein und er soll mit dem einen Ende mit der Antenne und mit dem anderen Ende mit dem Turm selbst verbunden sein. Um die Leitfähigkeit noch mehr zu vergrößern und die Verluste in der Turmkonstruktion zu verringern, soll eine Anzahl Kupferdrähte oder andere gutleitende Drähte von der Spitze des Turmes nach seinem Fußende parallel zum Turm verlegt werden. Sofern die örtlichen Bedingungen günstig sind, soll der Turm direkt geerdet werden, sofern jedoch die Bedingungen so sind, daß eine direkte Erdung untunlich ist, soll der Turm sorgfältig vom Erdboden isoliert und ein elektrisches Gegengewicht angewendet werden. Im letzteren Falle kann die Leitfähigkeit der Turmkonstruktion selbst auch noch weiter verbessert werden mit Hilfe von Kupferdrähten o. dgl., die parallel zur Turmkonstruktion verlegt sind. Um es zu ermöglichen, schnell vom Senden zum Empfang überzugehen und umgekehrt, soll ein elektromagnetisch betriebener Umschalter vorgesehen werden, der auf der Turmspitze angeordnet ist und selbsttätig von dem Empfangsschalter im Stationszimmer am Turmfuß betrieben wird. Der Zweck dieses elektrisch betriebenen Umschalters an der Turmspitze besteht darin, den Sender während des Sendens an die Antenne und an den Turm zu legen, diese Verbindungen dagegen zu lösen und die Antenne mit den nach dem Stationsraum führenden Leitungen zu verbinden, wenn empfangen werden soll. Wenn der Schalter an der Turmspitze in der Sendestellung ist, verbindet er auch die zum Empfang verwendeten

Leitungen mit der Turmkonstruktion an ihrem oberen Ende, um jede schädliche Wirkung von Induktionsströmen in diesen Leitungen zu verhindern. Falls der Turm vom Erdboden isoliert ist, sind zwei elektrisch betriebene Umschalter erforderlich, die in Übereinstimmung miteinander umgeschaltet werden. Bei Stationen, bei denen ein Gegengewicht verwendet wird, müssen die Dynamomaschinen, die den Sender speisen, sorgfältig von Erde isoliert sein; zu diesem Zweck werden diese Maschinen auf einer sorgfältig gegen Erde isolierten Plattform aufgestellt, und der Antrieb erfolgt dann durch Riemen von einer Antriebsmaschine aus, die ihrerseits nicht gegen Erde isoliert zu sein braucht, da der Antriebsriemen genügende Isolation gewährt. Das Betriebspersonal und alle Regelungs- und Bedienungsapparate müssen natürlich auf derselben oder einer ähnlich gut isolierten Plattform stehen. Zur Regelung der Antriebsmaschinen müssen dann ebenfalls elek-

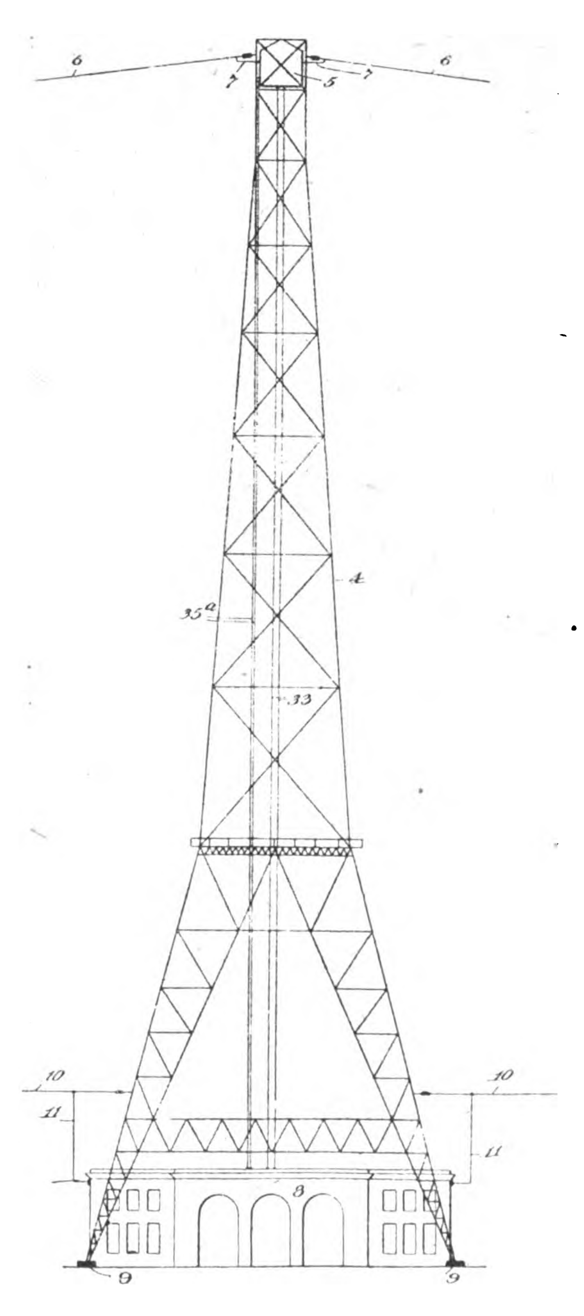


Fig. 1.

trisch gut isolierte Übertragungsglieder zwischengeschaltet werden. Figur 1 zeigt die Ansicht der Turmkonstruktion. 4 bedeutet das eiserne Turmgerüst und 5 den Raum an der Spitze des Turmes, in dem der Sender untergebracht ist. 6 sind die Antennendrähte, die isoliert an der Turmspitze angebracht sind, und 7 sind die Zuleitungsdrähte, die nach dem Senderraum 5 führen. Am Turmfuß ist der Stationsraum 8. Der in Figur 1 dargestellte Turm ist als isoliert vom Erdboden gedacht und zwar erfolgt die Isolation durch Isolierkörper 9; 10 sind die Drähte des elektrischen Gegengewichts, die am Turmfuß isoliert befestigt sind und mittels der Zuleitungsdrähte 11 mit dem Stationsraum 8 verbunden sind. Figur 2 zeigt die Anordnung eines geerdeten Turmes. 4 auf der linken Seite dieser Figur zeigt noch einen Teil der Turmkonstruktion und 5 den Senderraum an der Turmspitze in seiner inneren Einrichtung. Der Sender besteht beispielsweise aus der Kapazität 12, der Selbstinduktion 13 mit der veränderlichen Verbindungsleitung 14, die dauernd mit der Turmkonstruktion über das metallene Gehäuse des Senderraumes 5 verbunden ist. 15 ist die Funkenstrecke und 16 Abstimmspulen. In dem Senderraum ist auch ein elektrisch betriebener Umschalter 17 vorgesehen, durch den der Sender über die Abstimmspulen 16 über die Kontakte 18 und 19 mit der Antenne verbunden werden kann. In der anderen Lage unterbricht dieser Schalter diese Verbindungen und verbindet die Antenne über die Kontakte 20, 21 mit den Leitungen 22, die nach dem Empfänger 23 im Stationsraum am Turmfuß führen. Ferner bedient der Schalter 17 noch die Kontakte 24 und 25, mit Hilfe deren die Leitungen 22 während des Sendens mit dem Turm verbunden werden. Bei 26 im Stationszimmer ist noch ein Schalter angeordnet, mit Hilfe dessen der Schalter 17 im Senderraum gesteuert wird; wird der Schalter 26 in die Senderstellung gelegt, so schließt er die Gleichstromleitungen 17a und legt selbsttätig den Schalter 17 in diejenige Lage, daß die Antenne mit dem Sender über die Abstimmspulen 16 über die Kontakte 18, 19 verbunden ist, und daß zu gleicher Zeit die Leitungen 22 mit dem Turm über die Kontakte 24, 25 verbunden sind. In der anderen Lage dagegen öffnet der Schalter 26 den Stromkreis 17a und die Antenne wird dann mit den Leitungen 22 über die Kontakte 20, 21 verbunden. Wenn der Schalter 26 in die Empfangsstellung gelegt wird, öffnet er auch die Kontakte 27 im Sendestromkreis 28. Diese Unterbrechung 27 wird dagegen geschlossen, wenn der Schalter 26 in die Sendestellung gelegt wird. Ferner können durch den Schalter 26 im Be-

darfsfalle noch verschiedene andere Leitungen der Empfängerschaltung und auch Niederfrequenzleitungen des Senders geschaltet werden, doch ist dies in der Figur 2 nicht dargestellt, um diese Figur nicht unübersichtlich zu machen. 29 ist die Betriebsmaschine von beispielsweise 500 Periodenwechselstrom, 30 ist eine Doppelspule, 31 ein Transformator und 32 ein Morsetaster im Sendestromkreis 28. Die sekundären Hochspannungsleitungen 33 des Transformators 31 führen nach der Turmspitze in den Senderraum 5 und sind dort mit der Kapazität 12 des Senders verbunden. Die Leitungen 22, die von dem Senderraum abwärts führen, sind mit der einen Seite des Empfängers 23 verbunden, während die andere Seite des Empfängers eine Verbindungsleitung 34 nach dem geerdeten Turm 4 besitzt. Bei der Anordnung nach Figur 2 ist also der eigentliche Sender, der in dem Senderraum an der Turmspitze untergebracht ist, während des Sendens direkt zwischen die Antenne und den Turm geschaltet und über den Turm mit der Erde verbunden; während des Empfangens dagegen ist der Sender von der Antenne abgeschaltet und der Empfänger ist zwischen die Antenne und den geerdeten Turm geschaltet. Figur 3 zeigt eine Stationsschaltung mit einem isolierten Turm und einem Gegengewicht, ähnlich wie in Figur 1. Der Senderraum 5 ist ähnlich wie bei Figur 2 angeordnet und besitzt ähnliche in ihn führende Leitungen 7. Der eigentliche, im Senderraum untergebrachte Sender besteht wiederum aus der Kapazität 12, der Selbstinduktion 13 mit der dauernd mit dem Turm verbundenen Leitungen 14. 15 ist wieder die Funkenstrecke und 16 Abstimmspulen. Im Senderraum 5 ist ein elektrisch betriebener Umschalter 35 vorgesehen, um den Sender mit der Antenne über die Abstimmspule 16 mittels der Kontakte 36, 37 während des Sendens verbinden zu können, und um diese Verbindung zu unterbrechen und die Antenne über die Kontakte 38, 39 mit der Turmkonstruktion zu verbinden, wenn es beabsichtigt ist, Nachrichten zu empfangen. Im Stationsraum am Fuße des Antennenturmes ist ein elektrisch betriebener Schalter 40, ähnlich wie der Schalter 35 im Senderraum an der Turmspitze. Diese zwei Schalter 35 und 40 sind miteinander elektrisch durch denselben Stromkreis 35a derart verbunden, daß sie sich in Übereinstimmung miteinander bewegen und beide durch den Handschalter 41 am Empfänger 23 im Stationsraum bedient werden können. Der Schalter 40 ist so angeordnet, daß wenn der Schalter 35 im Senderraum in der Senderstellung ist, die Turmkonstruktion mit der Erde direkt oder mit dem Gegengewicht über die Kontakte 42, 43 verbunden ist, während in der anderen

Stellung des Schalters 35 die direkte Verbindung zwischen dem Turm und der Erde oder dem Gegengewicht unterbrochen und der Empfänger

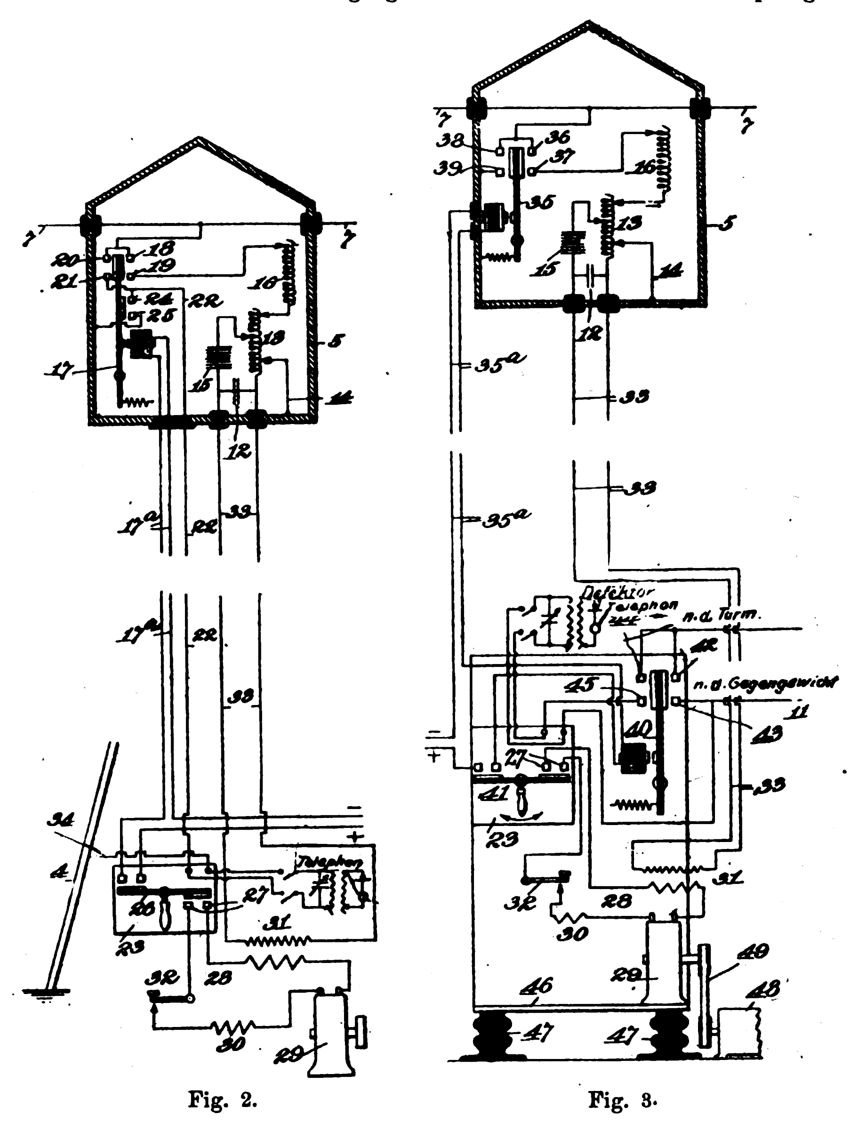


Fig. 2. Fig. 3.

mit Hilfe der Kontakte 44, 45 in Reihe mit und zwischen der Turmkonstruktion und der Erde oder dem Gegengewicht geschaltet ist.

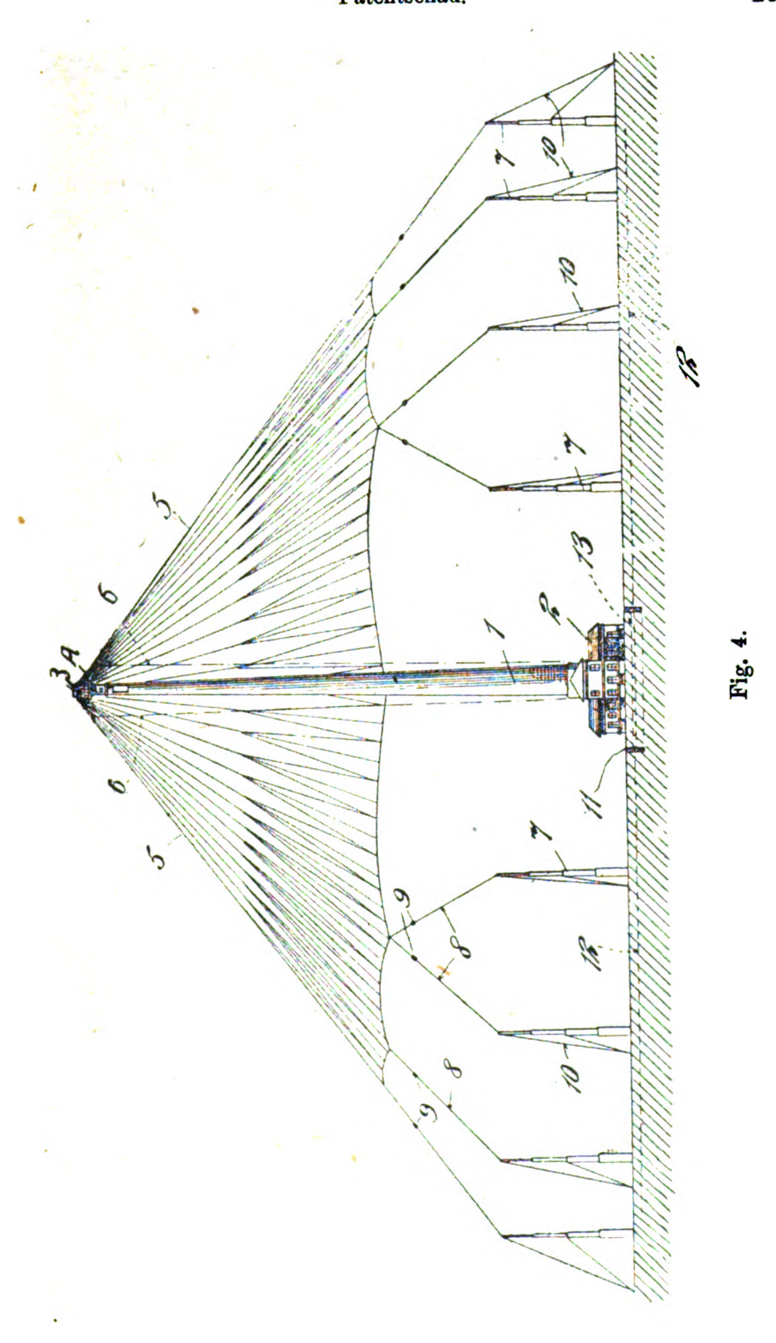


Fig. 4.

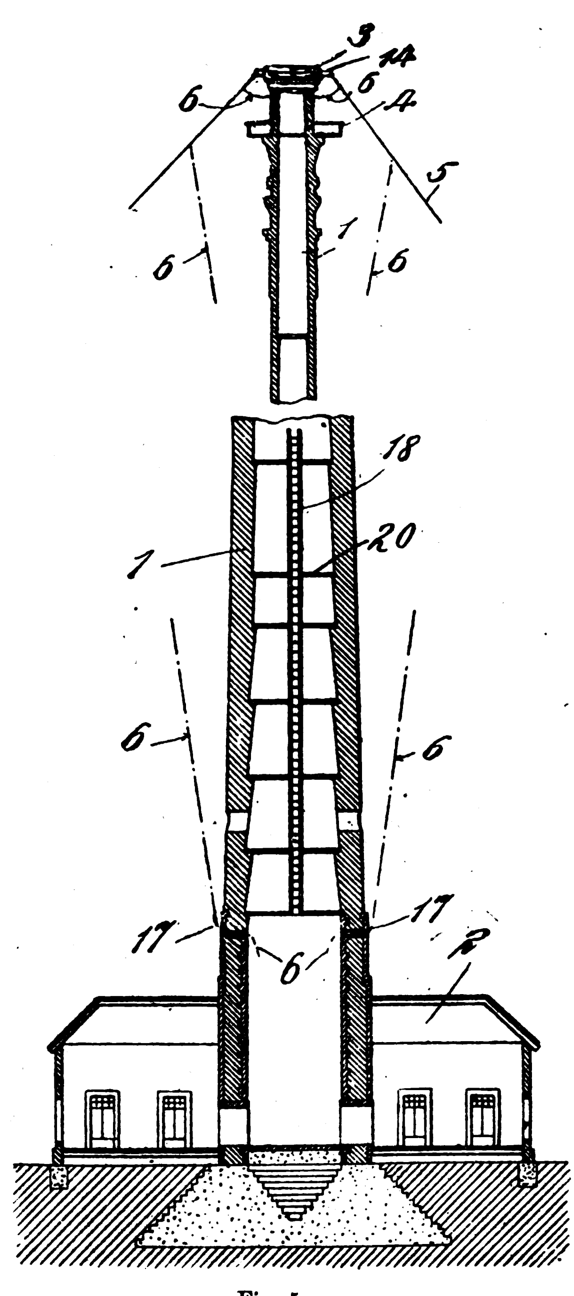


Fig. 5.

Ferner ist auch der Schalter 41 derart angeordnet, daß er, wenn er die Schalter 35 und 40 in die Senderstellung schaltet, gleichzeitig den Kontakt 27 im Senderstromkreis schließt, während er, wenn er die Schalter 35 und 40 in die Empfangsstellung legt, den Kontakt 27 unterbricht. Figur 3 zeigt auch den Stromkreis 28 des Senders mit dem Generator 29, der Drosselspule 30, den Transformator 31 und dem Morsetaster 32, während die Sekundär- oder Hochspannungsleitungen 33 vom Transformator 31 nach der Turmspitze führen und mit der Kapazität 12 des eigentlichen Senders verbunden sind, wie bereits Figur 2 zeigte.

Im Falle der Figur 3 sind alle Apparate im Stationsraum am Turmfuß auf einer Plattform 46 angeordnet, die von der Erde mit Hilfe der Isolatoren 47 isoliert ist. Diese Isolatoren 47 sollten zum mindesten von gleicher Güte sein wie diejenigenI solatoren, die den Turm gegen Erde isolieren. Bei 48 ist der Antriebsmotor dargestellt,

der den Stromerzeuger 29 mittels des Leder- oder Gummiriemens 49 antreibt. Im Falle der Figur 3 ist wegen des Umstandes, daß der

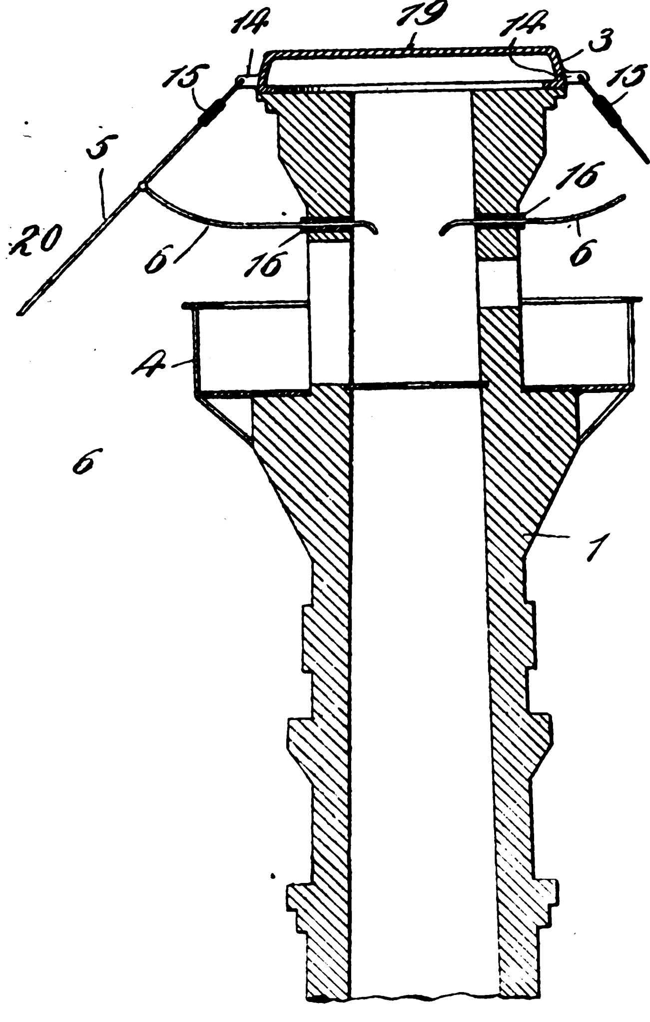


Fig. 6.

Turm im Gegensatz zu Figur 2 isoliert ist, ein zusätzlicher Schalter erforderlich, um den Turm mit der Erde oder dem Gegengewicht zu verbinden, wenn die Antenne während des Sendens über den Sender

mit dem Turm verbunden ist, und um die Antenne während des Empfangens direkt mit dem Turm und dem Empfänger in Serie zwischen den Turm und die Erde oder das Gegengewicht zu verbinden.

Derselbe Erfinder beschreibt in der amerikanischen Patentschrift 945 475 eine Mastkonstruktion für drahtlose Telegraphie, die in bezug

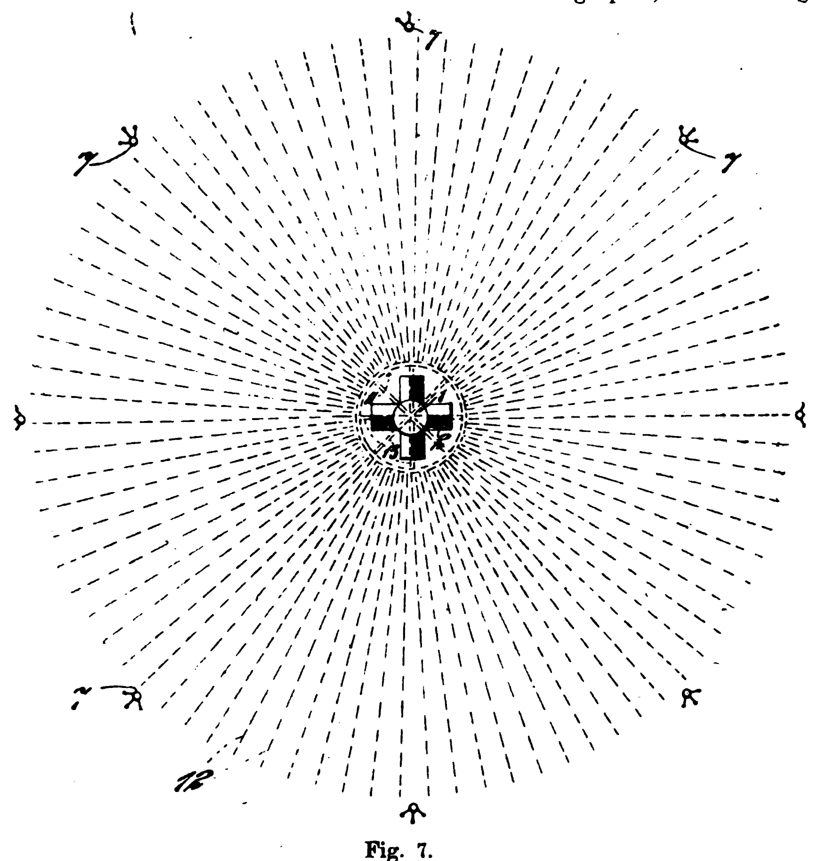


Fig. 7.

auf Festigkeit und Dauerhaftigkeit den sonst üblichen Mastkonstruktionen überlegen sein soll. Figur 4 zeigt diesen Mast, Figur 5 und 6 zeigen Einzelheiten der Konstruktion, Figur 7 die Ausgestaltung des Gegengewichts oder der Erdverbindung und Figur 8 die Mittel zur Befestigung der Antennendrähte am oberen Ende des Mastes. 1 in Figur 4 ist der zweckmäßig aus Ziegelsteinen nach Art eines Schornsteins gemauerte Mast, an dessen Fuß die Gebäude für die Maschinen

und die Stationsapparate angeordnet sind. Die Spitze des Mastes ist mit einer Kappe versehen, die aus einem Ring 3 besteht, der radiale Ansätze 14 und eine Deckplatte 19 aufweist. Nahe an dieser Kappe besitzt der Mast eine Galerie 4, um die Anbringung und Instandhaltung der Antennendrähte zu erleichtern. Die Antenne 5 besitzt Schirmform und ist an den Ansätzen 14 durch zwischengeschaltete Isolatoren 15 befestigt, wie Figur 6 in vergrößertem Maßstabe zeigt. Die nach abwärts führenden Leitungsdrähte 6 sind entweder, wie Figur 4 und 5 zeigen, außerhalb des Mastes verspannt, und dann unten mittels Durchführungsisolatoren 17 nach dem Stationsinnern geführt, oder sie können auch gemäß Figur 6 durch Durchführungsisolatoren 16 an der Mastspitze ins Mastinnere geführt werden und dann im Innern des Mastes, isoliert von den Steinwänden, nach dem Stationsraum laufen. 18 zeigt eine isolierte Leiter im Mastinnern, die zum Besteigen der Galerie 4 dient und die ihrerseits in einzelne voneinander isolierte Teile (bei 20) geteilt ist. Zum Tragen der Schirmdrähte dienen die Masten 7 mit den Verspanndrähten 8 und den zwischengeschalteten Isolatoren 9. Diese Masten 7 sind ihrerseits durch Spanndrähte 10 verspannt. Die Erdverbindung umfaßt die Drähte 12 (Figur 4 und 7), die von einem Ring 11 nach außen verlaufen; dieser Ring besteht aus dickem Kupferblech, der rings um das Stationsgebäude läuft. In der Innenseite dieses Ringes sind starke Kupferstreifen 13 festgenietet oder gelötet, die nach dem Stationsraum führen.

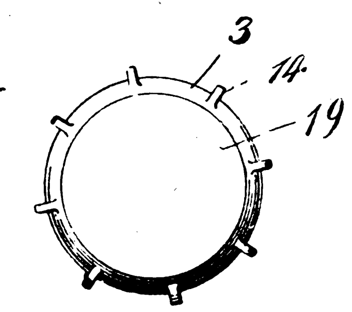


Fig. 8.

Samuel M. Kintner in Pittsburg und John W. Lee in Brant Rock, Mass. V. St. A. beschreiben in der amerikanischen Patentschrift 1 132 588 Schaltungsanordnungen für den sogenannten Heterodyneempfang, bei dem auf der Empfangsstation eine Überlagerung der Empfangsschwingungen mit einem an der Empfangsstelle erzeugten Hochfrequenzstrom von etwas verschiedener Schwingungszahl stattfindet und durch diese Überlagerung Schwebungstöne erzeugt werden. Bei dieser Art des Empfangens ist der Abstimmungsbereich naturgemäß sehr eng und es ist daher ziemlich zeitraubend und schwierig, durch Versuche eine ankommende Welle, deren Wellenlänge man nicht im

voraus kennt, aufzufinden und dauernd zu empfangen. Kintner und Lee wollen daher diese Schwierigkeit beseitigen und eine Apparatanordnung schaffen, die es ermöglicht, beim Absuchen eines großen Wellenbereiches eine bestimmte Verstimmung des eigenen Überlagerungssenders beizubehalten und so den Überlagerungston aufrecht zu erhalten. Figur 9 zeigt eine hierzu geeignete Anordnung. 4 ist die

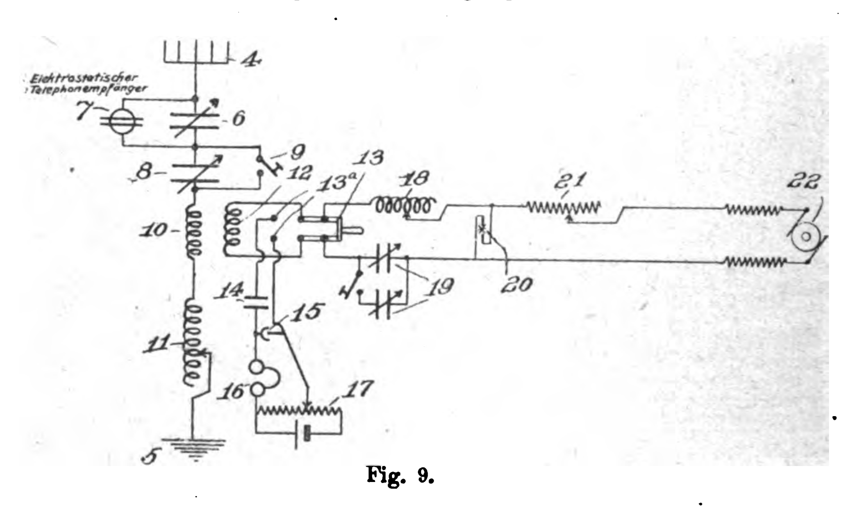


Fig. 9.

bei 5 geerdete Antenne mit dem eingeschalteten Abstimmkondensator 6, zu dem parallel ein elektrostatischer Telephonempfänger 7 geschaltet ist; ferner liegt im Antennenkreis ein weiterer Kondensator 8, der durch den Schalter 9 überbrückt werden kann, sodann die Primärwicklung 10 eines Transformators und eine veränderliche Abstimmspule 11. Die Sekundärspule 12 des genannten Transformators kann über den Schalter 13 mit dem Schwingungserzeuger verbunden werden, der die Überlagerungsenergie liefert, oder über die Kontakte 13a des Schalters 13 mit einem Empfänger, der den Kondensator 14, den Detektor 15, das Empfangstelephon 16 und den Spannungsteiler 17 enthält. Der Überlagerungssender besteht aus der Induktanz 18, einem oder mehreren Kondensatoren 19, einem Lichtbogengenerator 20, einer veränderlichen Impedanz 21 und einer Ortsstromquelle 22. Zur richtigen Wirkung eines solchen Überlagerungsempfanges ist es erforderlich, daß beim Empfangen ein ganz bestimmter Grad der Verstimmung zwischen den eintreffenden Wellen und der Schwingungszahl des Überlagerungssenders aufrecht erhalten wird, und daß im übrigen auch alle Kreise in guter Abstimmung erhalten bleiben. Es ist daher

mit großen Schwierigkeiten verknüpft, eine Nachricht von unbekannter Wellenlänge aufzuspüren, da hierbei nicht nur die Abstimmung der Empfangsantennen und der Empfangskreise auf die unbekannte Wellenlänge eingestellt, sondern auch gleichzeitig die jeweils erforderliche Verstimmung des Überlagerungssenders aufrecht erhalten werden muß. Kintner und Lee schlagen daher vor, die Abstimmungsspule 11 und 18 im Antennenkreis und im Schwingungskreis des Überlagerungssenders mechanisch miteinander zu verbinden, wie dies z. B. in Figur 10

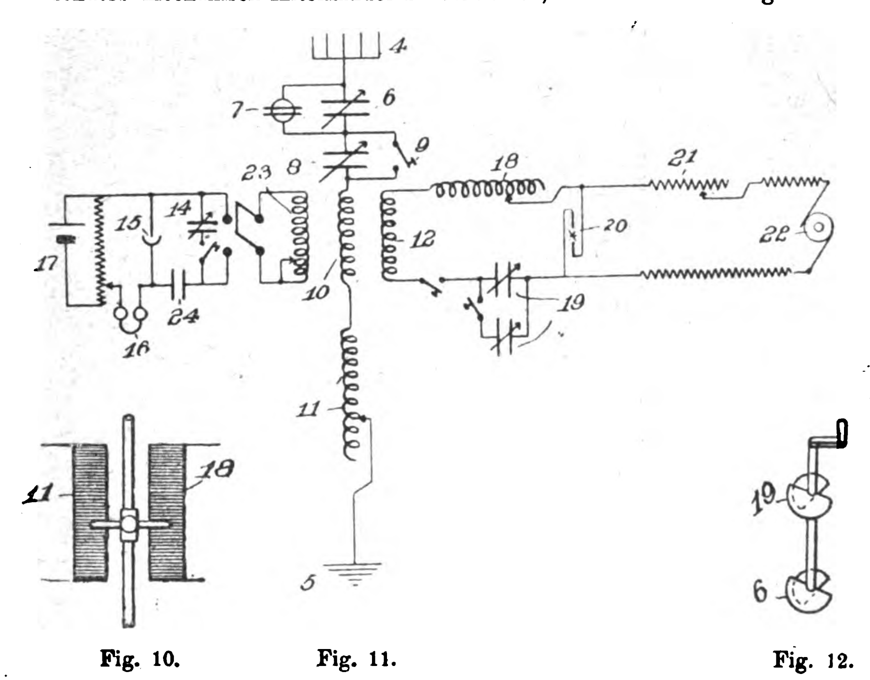


Fig. 10. Fig. 11. Fig. 12.

dargestellt ist, derart, daß die Schleifkontakte auf den Spulen 11 und 18 sich gleichzeitig derart bewegen, daß ein bestimmter Verstimmungsgrad, wie er zur Schwebungserzeugung erforderlich ist, dauernd aufrecht erhalten bleibt. Man kann daher mit dieser Anordnung ebensogut suchen wie mit gewöhnlichen Empfangsschaltungen ohne Überlagerung, da man lediglich einen einzigen Abstimmschalter zu bedienen braucht und damit gleichzeitig den Überlagerungssender in der erforderlichen Weise nachstimmt. Durch Umschalten des Schalters 13 auf den Kontakt 13a wird der Überlagerungssender ausgeschaltet und der gewöhnliche Empfangsdetektorkreis 14, 15, 16, 17 eingeschaltet.

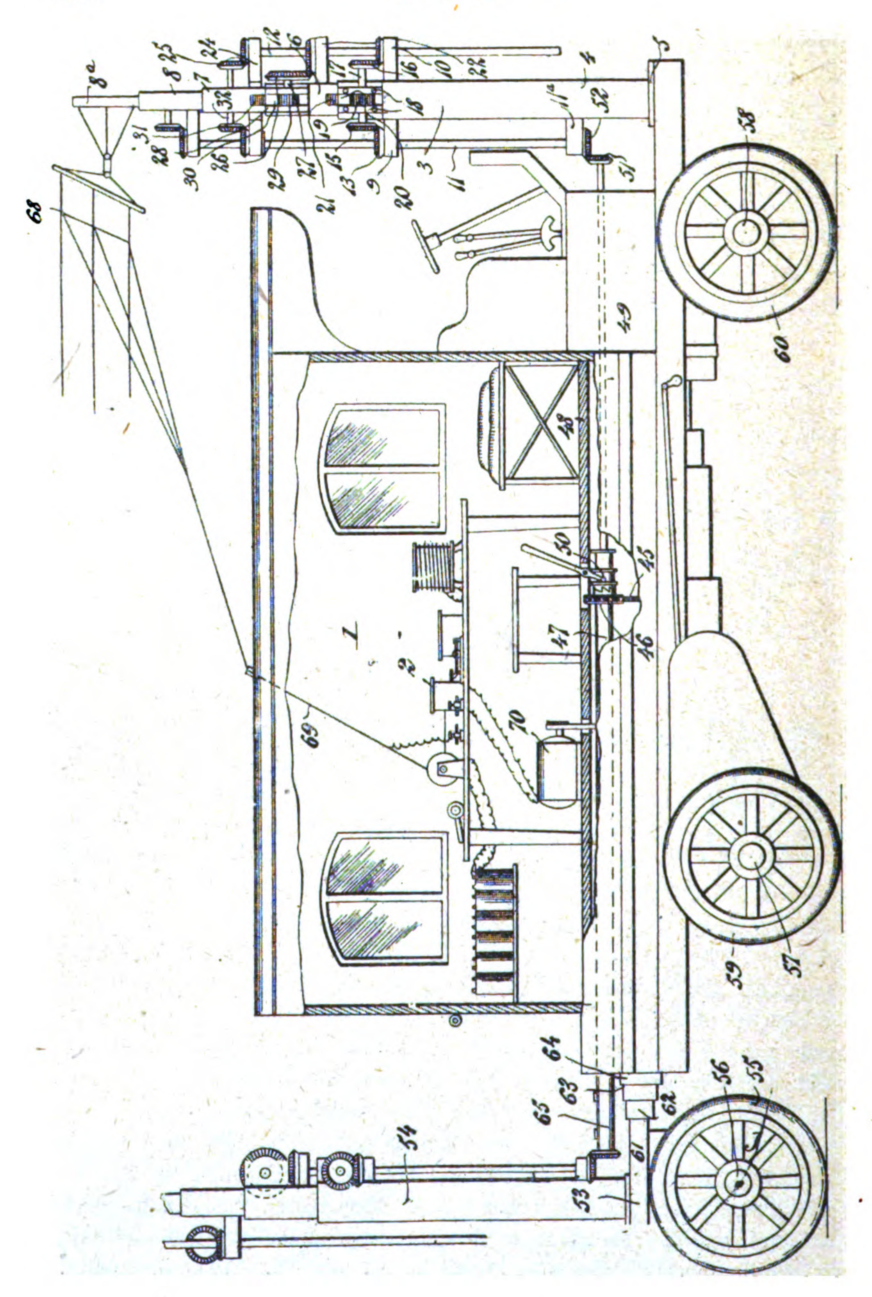


Fig. 13.

Mit diesen kann man dann, am Telephon 16 hörend, die Antenne durch Verstellen der Induktanz 11 abstimmen, bis man die ankommenden Wellen gut empfängt, und hierbei hat man dann auch zugleich die Abstimmung des Überlagerungssenders 12, 18, 19, 20 so nachgestimmt, daß man durch einfaches Um-

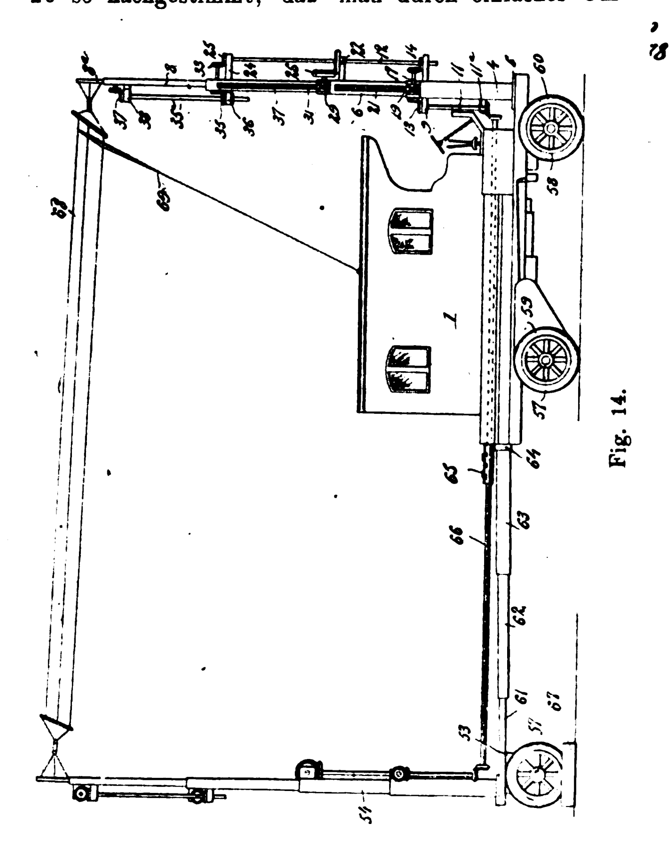


Fig. 14.

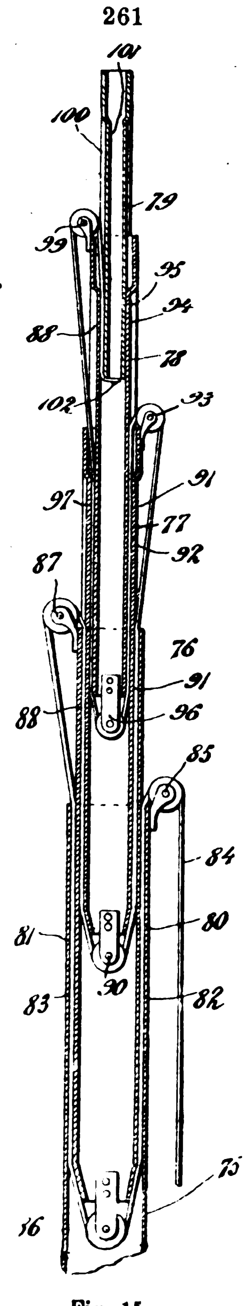


Fig. 15.

legen des Schalters 13 zum Überlagerungsempfang übergehen kann. Häufig kommt es vor, daß man die veränderlichen Kapazitäten 6 und 19 ebenfalls zum Abstimmen benutzt. Alsdann kann man, wie dies in Figur 12 gezeigt ist, diese Kapazitäten mechanisch miteinander verbinden, um sie im gleichen Maße zu verstimmen. Mit dieser Anordnung kann der Tele-

graphenbeamte ebenso wie mit der Anordnung Figur 10 einen großen Wellenbereich absuchen. Figur 11 zeigt eine etwas abgeänderte Schaltungsanordnung, die eine günstigere Koppelung für den Detektorkreis bietet. Zu diesem Zwecke ist eine besondere Sekundärwicklung 23 zur Koppelung des Empfangskreises 14, 15, 24, 16, 17 vorgesehen.

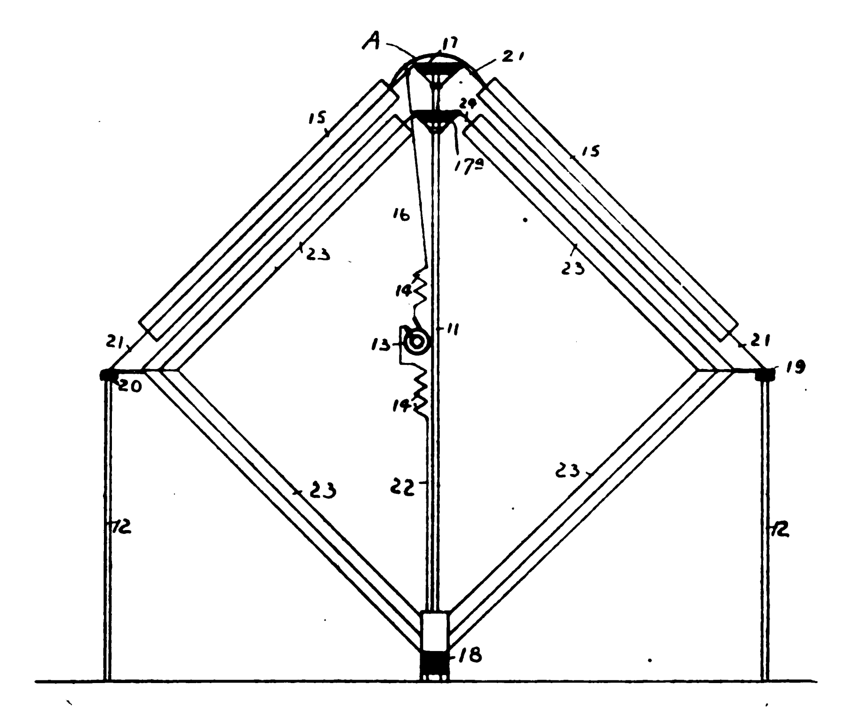


Fig. 16.

Im übrigen stimmt die Schaltung, die die gleichen Bezugszeichen enthält wie Figur 9, mit dieser überein.

Eine auf einem Automobil eingebaute Funkentelegraphenanlage mit besonderer Mastkonstruktion beschreibt J. Raes in Schenectady, New York, in der amerikanischen Patentschrift 1 099 861. Diese Konstruktion besitzt teleskopartig ausschiebbare Maste und Gestelle und ist in Figur 13—15 dargestellt. Figur 13 zeigt die Station zusammengelegt und Figur 14 in auseinandergeschobenem, gebrauchsfähigem Zustande. Der Motorwagen 1 trägt die drahtlose Station mit den nötigen Sende- und Empfangsinstrumenten. Ein ausschiebbarer Mast 3 ist am

Vorderteil des Wagens angebracht, und der hohle rechteckige Grundteil 4 derselben ist bei 5 an dem Wagen befestigt. Die anderen Mastabschnitte 6, 7, 8 und 8a sind von ähnlichem Querschnitt, aber

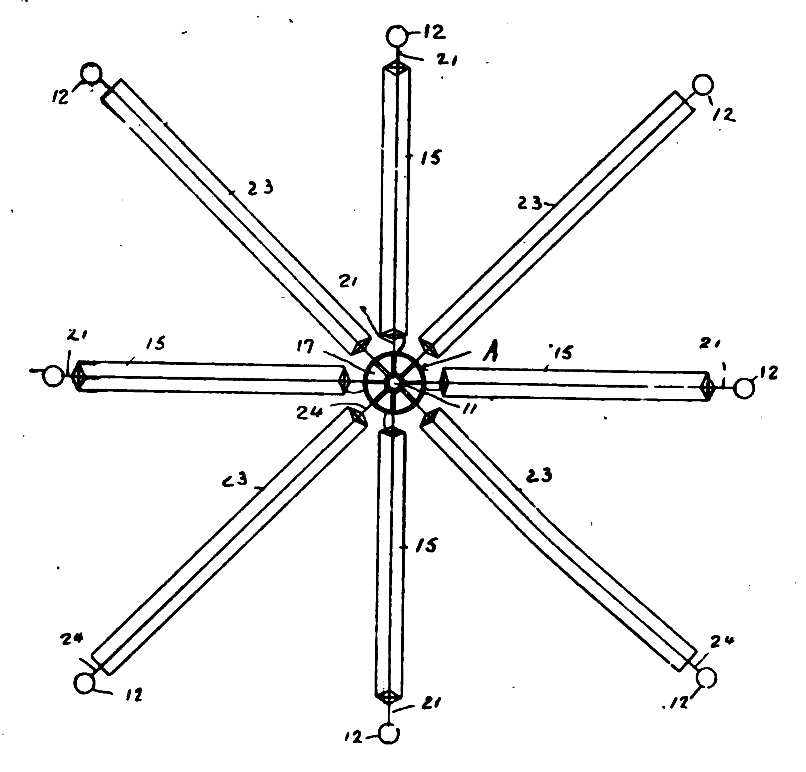


Fig. 17.

von abnehmendem Durchmesser, so daß sie teleskopartig ineinander verschoben werden können. Ebenso ist das Radgestell für den hinteren Mast 54 mit dem Gestell des Motorwagens durch teleskopartig ausschiebbare Rohre verbunden. Durch Zahnräder- und Zahnstangenübertragungen, deren Einzelheiten aus Figur 13 und 14 ersichtlich sind, die aber auch durch Seilübertragungen nach Art der Figur 15 ersetzt werden können, kann man die Maste auseinanderschieben und wieder zusammenziehen, um die Station bequem nach Art eines Autos fahren und dann auseinanderschieben zu können. Dies dürfte an Hand der Figuren leicht verständlich sein, so daß sich hier eine nähere Darlegung erübrigt.

Eigenartige Antennenformen beschreibt R. A. Fessenden in Brant Rock, Mass., in den amerikanischen Patentschriften 1 132 569 und 1 147 010. Figur 16 zeigt eine Antennenform nach der Patentschrift 1 132 569. 11 bedeutet einen zentralen Mast aus isolierendem Material und 12, 12, 12 sind ähnliche kürzere Masten, die im Kreise um den Mast 11 angeordnet sind, wie dies Figur 17 im Grundriß zeigt. 13

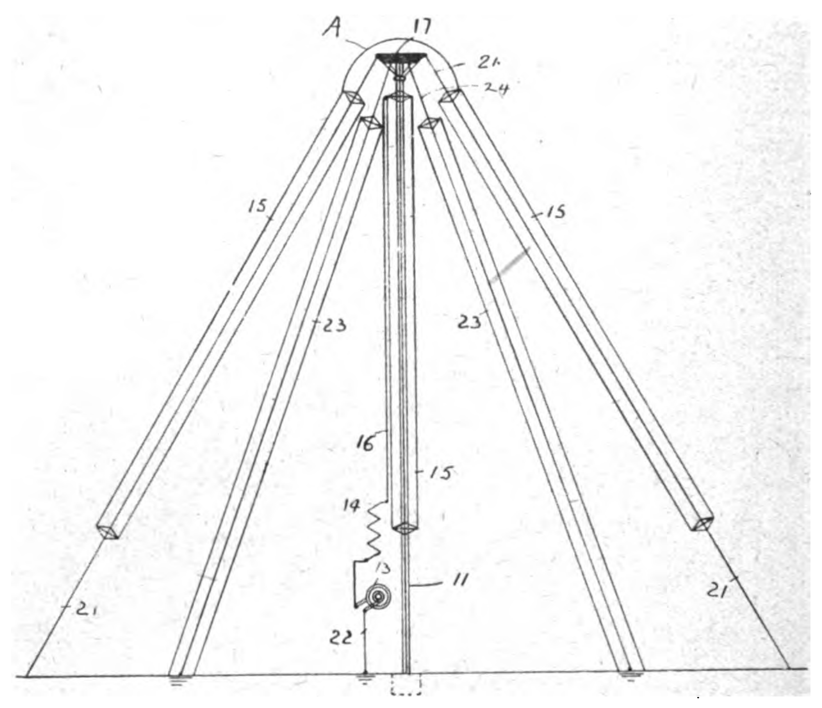


Fig. 18.

ist eine Hochfrequenzmaschine und 14, 14 sind Abstimmspulen. Der obere Teil der Antenne ist aus den Leitern 15, 15 gebildet, die über den Leiter 16 mit dem einen Pol der Hochfrequenzmaschine 13 verbunden sind und vom Mast 11 an der isolierenden Stütze 17 und von den Masten 12 an den isolierenden Stützen 19, 20 mittels der Spanndrähte 21 getragen werden. Eine Leitungsverbindung 22 führt vom anderen Pol der Dynamomaschine 13 nach den Leitern 23, 23, 23, 23, die bei 17a durch Spanndrähte 24 mit der Spitze des Mastes 11 und auf gleiche Weise mit den isolierenden Stützen 19, 20 und dem Fuß

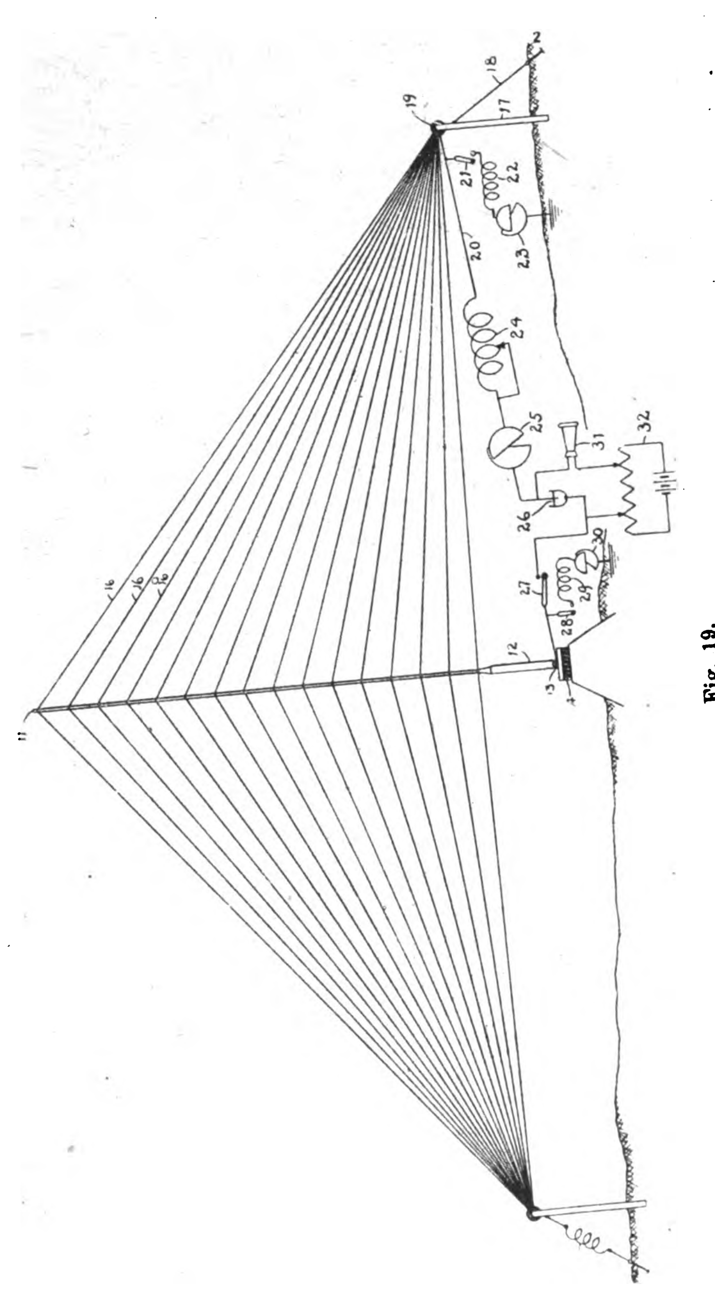


Fig. 19.

des Mastes 11 durch die isolierende Stütze 18 verbunden sind. Figur 18 zeigt eine andere Antennenform nach derselben Patentschrift, wobei der untere Pol der Hochfrequenzmaschinen 13 mit der Erde verbunden ist und die Leiter 23 ebenfalls geerdet sind, während die Antennendrähte 15 wie vorher beschrieben angeordnet sind. Diese Antennenformen sollen große Strahlwirkung besitzen und zwar soll dies auf die große Kapazität des Antennengebildes zurückzuführen sein. Figuren 19 und 20 zeigen Ausführungsformen von Erdantennen nach der anderen amerikanischen Patentschrift 1 147 010 von Fessenden. In Figur 19 ist 11 ein senkrechter Mast, vorzugsweise aus Metall,

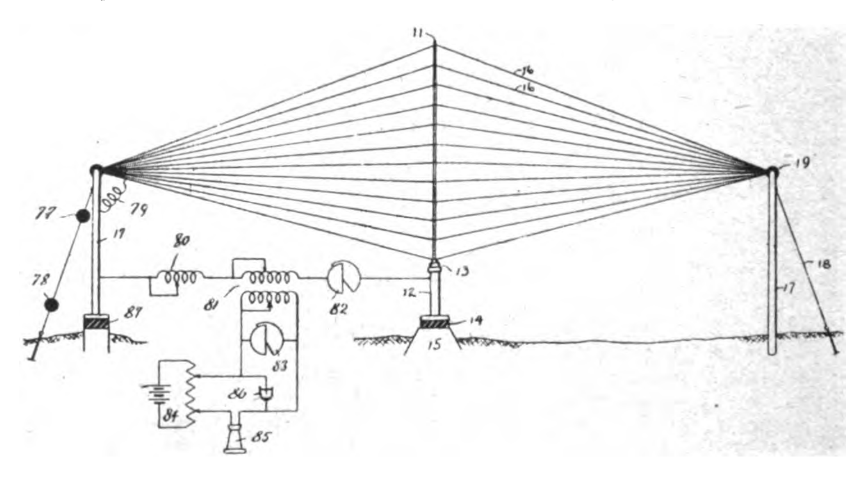


Fig. 20.

von beispielsweise 400 Fuß Höhe, aus $2^1/_2$ Zoll starken Eisenröhren. Der untere Teil 12 des Mastes kann aus stärkeren Rohren gebildet werden. 13 ist eine Kugelstütze, 14 eine isolierende Grundplatte und 15 ein Fundament. 16, 16 sind Drähte aus Phosphorbronze oder galvanisierten Stahldrähten, die mit Isolatoren 19 an der Spitze von Masten 17 befestigt sind. Diese Maste 17 werden von Spanndrähten 18 gehalten und, wie in Figur 20 dargestellt zweckmäßig durch Isolatoren 77, 78 elektrisch unterteilt. Diese Masten können aus Holz bestehen; falls sie aber aus Metall sind, so müssen sie, wie in Figur 20 links dargestellt ist, durch Isolatoren 87 isoliert sein. Um die ganze Anordnung biegsamer zu machen, damit sie vom Winde weniger leicht zerrissen wird, können Zugfedern angeordnet werden, wie dies bei 75 in Figur 19 dargestellt ist. Diese Antennenform soll den Vorzug der leichten Errichtbarkeit und der Billigkeit besitzen.

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

England. Der Weltenbeglücker. Verlag Karl Curtius, Berlin W 35, 1918. Geb. M. 1.—

Max Brausewetter, Stabsarzt a. D.: J'accuse. Zwei Jahre in französischer Gefangenschaft. Verlag Bruno Cassirer, Berlin, 1918.

Denkschrift des Elektrotechnischen Vereins in Wien. Zum Gesetzentwurf über die Elektrizitätswirtschaft. Sonderdruck aus „Elektrotechnik und Maschinenbau", Sonderheft Juni 1918.

Sven Hedin, Zu Land nach Indien. Bd. I u. II. Verlag F. A. Brockhaus, Leipzig 1910. Heutiger Ladenpreis M. 28.—

Vorträge und Abhandlungen aus dem Gebiete der Mathematik, Naturwissenschaften und Technik: Emil Cohn: Physikalisches über Raum und Zeit. 3. Aufl. M. 1.20 (hierzu Teuerungszuschlag)
Henri Poincaré: Die neue Mechanik. 3. Aufl. M. 1.— (hierzu Teuerungszuschlag)
Verlag B. G. Teubner, Leipzig 1918.

(Eingesandt 1. August 1918.)

Literaturverzeichnis.

Baillie, P., Wireless World No. 61, Some curves and nomograms for wireless calculations.

Bennett, Edw., Elektrot. Ztschr. **39**, 188, 1918 (Ref. über Wireless World **4**, 908). Hohe gegen niedrige Antennen.

Bown, R., Elektrot. Ztschr. **39**, 266, 1918 (Ref. über Electrician **80**. 112, 1917). Die inneren Verhältnisse in einem Wellenempfänger der Audiontype.

Burrows, A. R., Year Book (Marconi) 1918, S. 952. Wireless possibilities.

Burrows, Ch. W. u. Sanford, R. L., Electrician 81, 202, 1918. An experimental study of the Fahy Permeameter.

Chaumat, H., Rev. Gén. de l'Él. **2**, Tome III, Nr. **6**, S. 203, 1918. Phénomène de surtension dans un circuit dépourvu de self-induction en courant continu.

Dreyfus, L., Arch. f. Elektrot. **6**, 437, 1918. Über die Hystereseverluste bei linearer Ummagnetisierung durch Gleichstrom und Wechselstrom.

Elektrot. Ztschr. 39, 218, 230, 238, 1918 (nach Wireless World **5**, 89, 91). Neue drahtlose Marinestation in den Vereinigten Staaten. Neue Großstationen. (Vgl. auch Journ. Télégr. **41**, S. 83.)

Fleming, J. A., Year Book (Marconi) 1918, S. 847. Waves in water, air, earth and aether.

Franke, A., Ferdinand Braun †. Elektrot Ztschr. **39**, 269, 1918.

Jégon, Paul, †. Rev. Gén. de l'Él. **2**, Tom. III, Nr. **6**, S. 201, 1918.

Korn, A., Physik. Ztschr. **19**, 201, 234, 1918. Mechanische Theorien des elektromagnetischen Feldes.

Leggett, B., Ztschr. f. Instrkde. **38**, 47, 1918 (Ref. über English Mechanic **104**, 282, 1916). Ein Tonwandler.

Martinez, G., Cim (6) **13**, 273, 1917. I moderni sistemi di ricazione radiotelegrafica.

Mc Lachlan, U. W., Year Book (Marconi) 1918, S. 880. The magnetic behaviour of iron in alternating fields of radio frequency.

Metzler, Karl, Helios 24, 153, 1918. Winke für die praktische Ausführung von Widerstandsmessungen in der einfachen Wheatstoneschen Brückenschaltung unter Verwendung eines Universalwiderstandes.

Millikan, R. A., Nature 101, 254, 1918. Radiation and the electron.

Pécheux, H., Rev. Gén. de l'Él. 2, Tome III, Nr. 6, S. 204, 1918. Calcul de la force électromotrice efficace (non sinusoïdale) d'un alternateur.

Pieck, V., Ann. Phys. 54, 197, 1917. Über die Vorgänge im sogenannten Löschfunken.

Pol jr., van der, Balth., Electrician 81, 60, 1918. A note on the relation of the audibility factor of a shunted telephone to the antenna-circuit as used in the reception of wireless signals.

— Year Book (Marconi) 1918, S. 858. On the energy transmission in wireless telegraphy.

Pomey, J. B., Rev. Gén. de l'Él. Tome III, S. 675, 1918. Le système de télégraphie sans fil de l'Administration des P. T. T.

Press, A., Electrician 81, 106, 1918. Wave velocity and capacity of horizontal helices in wireless telegraphy and transmission line protective apparatus.

Radiodienst der Vereinigten Staaten. Elektrot. Ztschr. 39, 230, 1918 (nach Electrician 78, 536).

Radiostation Karlsberg (Schweden). Schweiz. Elektrot. Ztschr. 15, 221, 1918.

Rogowski, W., Arch. f. Elektrot. 6, 377, 1918. Spulen und Wanderwellen II. Resonanzspannungen beim Einschalten einer Spule aus zwei Windungen.

Roth, A., Arch. f. Elektrot. 6, 388, 1918. Ein neues Meßinstrument zur direkten Analyse von Wechselströmen (Fortsetzung).

Samson, Curt, Ann. Phys. 55, 608, 1918. Über ein Braunsches Rohr mit Glühkathode und einige Anwendungen desselben.

Sanford, R. L., s. Burrows, Ch. W.

Schoenberg, J., Year Book (Marconi) 1918, S. 928. Notes on Valve Patents.

Smith-Rose, R. L., Wireless World Nr. 61. The evolution of the thermionic valve.

Telegraphen u. Fernsprech-Technik Nr. 3/4, S. 13, 1918. Drahtlose Telegraphie in Norwegen und anderen europäischen Ländern.

Vidmar, Milan, E. u. M. 36, 273, 1918. Der Einschaltstrom des Transformators.

Ward, H. J. B., Year Book (Marconi) 1918, S. 963. SOS. An outline sketch of wireless achievements in life saving at sea.

Wiesinger, Hermann, Ann. Phys. 55 (4), 401, 1918. Über Erregung elektromagnetischer Schwingungskreise durch Beladen mit magnetischer Energie (Göttingen, Dissertation).

Willis, S. J., A short course in elementary mathematics and their application to wireless telegraphy. 182 S. London, Wireless Press Ltd.

Year Book of Wireless Telegraphy and Telephony 1918. (The Wireless Press Ltd. Marconi House, Strand London WC.) S. 981. Particulars of wireless telegraph patents. S. 995. Definitions of terms used in Wireless (nach Bericht von J. Erskine Murray).

(Eingesandt 1. August 1918.)

Jahrbuch
der
drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 13. 1918. Heft 4.

Inhalt.

Manuskripte für das Jahrbuch sind an die Redaktion: *Dr. G. Eichhorn in Zürich, Hauptpostfach 6123,* zu senden. Zur Erleichterung der Berichterstattung wird um Zusendung einschlägiger Sonderabdrücke und Mitteilung wichtiger Arbeiten für das Literaturverzeichnis gebeten.

Abonnements und Inserate sind an die Verlagsbuchhandlung von *M. Krayn, Berlin W. 10, Genthinerstraße 39* zu richten.

Hochfrequenzmaschine der Induktortype. Kritische Beleuchtung und Entwicklung derselben.

Von **M. Osnos.**

Einleitung.

Bis vor kurzem wußte man in der Öffentlichkeit nur sehr wenig von der Hochfrequenzmaschine, denn es lag an derselben kein Bedürfnis vor. Erst mit dem Aufschwung der drahtlosen Telegraphie und Telephonie wurde die Frage nach diesen Maschinen aktuell. Den wenigen dürfte es aber bekannt sein, daß bereits 1892, also schon vor 26 Jahren, eine praktisch brauchbare Hochfrequenzmaschine von Cail-Hermer erfunden war (französisches Patent 226 781); daß der Franzose Guy im Jahre 1901 (vgl. D. R. P. 143 630) eine Hochfrequenzmaschine erfunden hat, die bis jetzt noch zu den praktisch besten gehört; daß schließlich Lamme u. a. (s. Transactions) bereits im Jahre 1904 praktisch noch jetzt brauchbare Hochfrequenzmaschinen gebaut haben. Es dürfte also ein Überblick der wesentlichen bis jetzt bekannten Hochfrequenzmaschinen und eine kritische Beleuchtung derselben von Interesse sein. Es soll auf die Vor- und Nachteile der einzelnen Typen hingewiesen und gezeigt werden, ohne sich streng an die historischen Daten zu halten, wie sich eine Type aus der anderen systematisch fortschreitend entwickeln läßt.

Allgemeiner Begriff der Induktortype.

In einer jeden Wicklung entstehen bekanntlich elektromotorische Kräfte, wenn die Zahl der magnetischen Kraftlinien, die die Wicklung umfassen, sich ändert. Diese Änderung der Kraftlinienzahl kann entstehen entweder durch relative Bewegung eines magnetischen Feldes gegenüber der Wicklung im Raume (gewöhnliche Gleich- und Wechselstrommaschinen) oder durch Entstehen oder Verschwinden eines elektrischen Stromes in einer Wicklung, die mit der gegebenen Wicklung ganz oder teilweise magnetisch verkettet sind (gewöhnliche Transformatoren), oder schließlich durch Änderung der Permeabilität auf dem Wege der Kraftlinien, die die Wicklung umfassen. Maschinen, bei denen eine Kraftlinienänderung auf letztere Art stattfindet, nennt man die von Induktortype. Für Hochfrequenzerzeugung, für die sonst sehr hohe relative Geschwindigkeiten zwischen dem induzierenden und dem induzierten Wicklungssystem nötig wären, und somit die mechanische Ausführung in Frage gestellt wäre, bieten die Maschinen der Induktor-

type den außerordentlichen Vorteil, daß bei ihnen sowohl das induzierende wie das induzierte System sich in Ruhe befinden können, während die Permeabilitätsänderung bloß durch Bewegung eines unbewickelten Polrades (Induktor) geschieht. Zur Hochfrequenzerzeugung werden daher fast ausschließlich Maschinen der Induktortype verwendet. Eine einzige Ausnahme bildet die bekannte Goldschmidtsche Hochfrequenzmaschine, bei der tatsächlich eine relative Bewegung zwischen dem induzierenden und dem induzierten Teil stattfindet. Indessen wird bekanntlich bei dieser Maschine durch die mechanische Bewegung allein nur eine verhältnismäßig geringe Periodenzahl erzeugt, während die eigentliche Hochfrequenz auf magnetischem Wege durch Abstimmungskreise und Reflektion zwischen Stator und Rotor erzeugt wird. Die Umfangsgeschwindigkeit des bewickelten Teiles kann daher bei der Goldschmidtschen Maschine noch in zulässigen Grenzen gehalten werden. Diese Maschine, als keine von der reinen Induktortype, fällt aber aus dem Rahmen unserer Betrachtung heraus.

Gewöhnliche Maschine der Induktortype.

In Figur 1 ist eine gewöhnliche Induktormaschine dargestellt. Es bedeuten in derselben P_1 = den Ständer, P_2 = den Rotor in abgewickelter Form. N, S = Nord- und Südpole, die in konventioneller Weise gestrichelt sind; W_g = Gleichstromerregerwicklung, W_w = Wechselstrom- oder Arbeitswicklung. Bewegt sich P_2, so ändert sich die

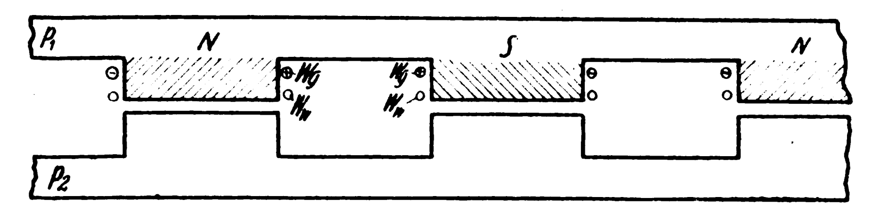


Fig. 1.

Permeabilität auf dem Wege der Kraftlinien, die die Wicklungen W_g und W_w umschlingen und es entstehen in ihnen elektromotorische Kräfte. Gewöhnlich benutzt man nur die elektromotorischen Kräfte, die in W_w entstehen, während man die in W_g induzierten auf irgendeine Art, z. B. durch eingeschaltete Induktanzen, abdrosselt. Die Periodenzahl dieser Maschinen ist gleich der Tourenzahl pro Sekunde, multipliziert mit der Polzahl. Für hohe Periodenzahl muß also, da man mit der Tourenzahl aus mechanischen Rücksichten nicht über eine

gewisse Grenze gehen kann, die Polzahl, d. h. die Zahl der Gleichstrom- und Wechselstromwicklungen sehr groß sein. Dieses würde aber die Fabrikation stark erschweren und verteuern.

Hochfrequenzmaschine von Cail-Hermer.

Nach Cail-Hermer (s. Fig. 2) wird jeder Pol in eine große Anzahl von kleinen Polen bzw. von Zähnen geteilt und der gesamte Rotor entsprechend, d. h. mit der gleichen Zahnteilung und Zahnbreite, aber gleichmäßig gezahnt. Dann ist die Periodenzahl nicht mehr der Polzahl, sondern der Zahnzahl des Rotors, multipliziert mit der sekund-

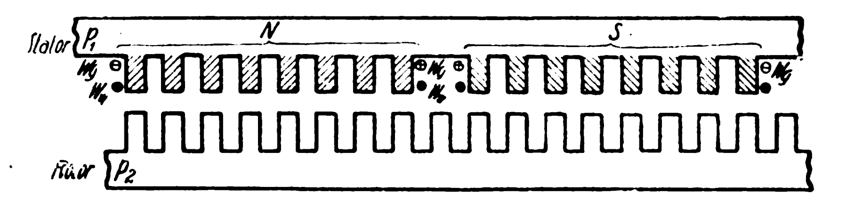


Fig. 2. (Cail-Hermer.)

lichen Tourenzahl gleich. Auf diese Weise wird bei derselben Tourenzahl, bzw. Umfangsgeschwindigkeit des Rotors die Periodenzahl ganz bedeutend vergrößert, ohne daß die Zahl der Wicklungen der Maschine vermehrt wird.

Diese Maschine hat jedoch den Nachteil, daß auch in der Erregerwicklung elektromotorische Kräfte entstehen, die man, wie bereits erwähnt, auf irgendwelche Weise abdrosseln oder unterdrücken muß. Denn tut man dieses nicht, so entstehen in der Gleichstromwicklung Kurzschlußströme, die sich durch die Gleichstromquelle ausgleichen und das nützliche Arbeitsfeld aufheben.

Wie wir bereits erwähnt haben, können die schädlichen elektromotorischen Kräfte dadurch abgedrosselt werden, daß man im Erregerstromkreis Drosselspulen einschaltet, die wohl keinen nennenswerten Widerstand für den erregenden Gleichstrom bieten, aber wohl für den Wechselstrom. So einfach indessen dieses Mittel auf den ersten Augenblick erscheint, so wenig erwünschenswert ist es in der Praxis, da die Drosselspulen, um den Wechselstrom wirksam zu unterdrücken, sehr groß sein müssen, unter Umständen sogar größer als die Hochfrequenzmaschine selbst. Denn durch die Drosselspulen geht ja auch gleichzeitig der erregende Gleichstrom durch, der die Induktanz derselben vermindert; es müssen daher sehr große Eisenmassen verwendet werden,

damit die Sättigung und der Einfluß der Gleichstromerregung gering bleibt.

Ein anderes Mittel zur Unterdrückung der Kurzschlußströme in der Gleichstromwicklung ist folgendes: Man nimmt zwei genaue gleiche Maschinen und kuppelt sie fest so miteinander, daß entweder ihre Ständer oder ihre Läufer um 180° elektrisch gegeneinander verstellt sind, d. h. so, daß wenn Ständer und Läufer in einer Maschine mit Zahn gegen Zahn, in der anderen Maschine mit Zahn gegen Lücke gegenüberstehen. Dann schaltet man die Erregerwicklungen beider Maschinen gegeneinander und die Arbeitswicklung hintereinander in bezug auf die in ihnen induzierten elektromotorischen Kräfte. Auf diese Weise ist es möglich (bei vollkommen gleichen Maschinen), die Kurzschlußströme vollkommen aufzuheben.

Dieses Mittel hat aber wiederum den Nachteil, daß man zwei Maschinen, bzw. daß man eine Maschine in zwei Teile teilen muß.

Eine Abänderung der Cail-Hermerschen Maschine (Fig. 3).

Durch die folgende Abänderung der Cail-Hermerschen Maschine werden die Kurzschlußströme vollkommen unterdrückt. Man füllt die Lücken des Ständers in Figur 2 ebenfalls mit Zähnen aus (s. die nicht gestrichelten Zähne in Figur 3), so daß jeder Pol die doppelte Zahnzahl bekommt und die Zahnteilungen von Ständer und Läufer wie 1 : 2 sich verhalten. Aus der Figur ist ersichtlich, daß in beiden charak-

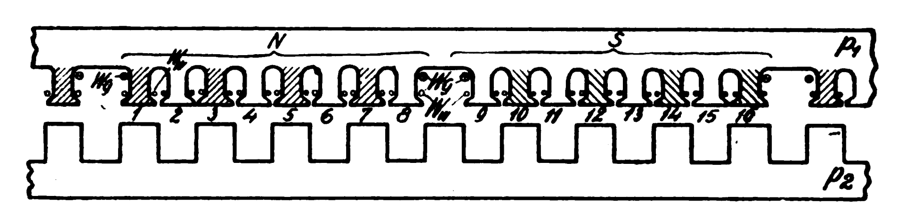


Fig. 3.

teristischen Stellungen des Läufers (d. h. wenn ein Rotorzahn gegenüber einem gestrichelten oder einem ungestrichelten Ständerzahn sich befindet), die Permeabilität eines gesamten Poles absolut dieselbe ist. Bei vollkommen geschlossenen Nuten, oder wenn die Nutenöffnungen klein sind, bleibt auch in den Mittelstellungen des Läufers die Permeabilität konstant. Sind die Nutenöffnungen größer, so können in den Mittelstellungen kleine Permeabilitätsänderungen stattfinden. Diese

sind aber der Größe nach unbedeutend und außerdem noch von höherer Periodenzahl, so daß sie keine wesentliche Rückwirkung auf die nützlichen Arbeitsströme haben.

In der einen ganzen Pol umfassenden Gleichstromwicklung W_g wird daher keine bzw. keine wesentliche E.M.K. induziert. Daraus folgt aber, daß die Arbeitswicklung W_w nicht mehr koaxial mit der Erregerwicklung liegen kann, da sonst auch in dieser keine E.M.K. induziert werden würde. Aus Figur 3 ist ersichtlich, daß, wenn auch die Gesamtpermeabilität die algebraische Summe der Feldschwankungen von sämtlichen Zähnen eines Poles stets konstant bleibt, in jedem einzelnen Zahn dennoch während einer Periode das Feld von einem Maximum zu einem Minimum schwankt. Bewickelt man daher, wie es in der Figur angegeben, jeden Zahn mit einer besonderen Wicklung W_w, so entstehen in jeder derselben elektromotorische Kräfte von der Periodenzahl, die der Rotorzähnezahl entspricht (d. h. Rotorzähnezahl multipliziert mit der sekundlichen Tourenzahl). Der Phase nach sind die Felder sämtlicher gestrichelten Zähne um 180° elektrisch gegenüber denen der nicht gestrichelten Zähne verschoben; durch geeignete Schaltung der entsprechenden Wicklungsgruppen addieren sich daher die elektromotorischen Kräfte sämtlicher Wicklungselemente arithmetisch, und man bekommt eine vollständige Ausnutzung derselben.

Wie wir vorher gesehen haben, unterscheidet sich die reine Cail-Hermersche Maschine nach Figur 2 von der gewöhnlichen Induktormaschine dadurch, daß sowohl die Erregermaschine wie auch die Arbeitswicklung eine große Zahl von Einzelpolen umfassen. Die abgeänderte Maschine nach Figur 3 nimmt daher eine Mittelstellung zwischen den beiden erwähnten Maschinen ein, indem bei dieser nur die Erregerwicklung sämtliche Zähne eines Poles umfaßt, die Arbeitswicklung aber jeden einzelnen Zahn. Die große Anzahl der Arbeitswicklungen bildet natürlich einen Nachteil der Maschine, er muß aber wegen des obenerwähnten Vorteiles in Kauf genommen werden. Auch ist zu bedenken, daß die Erregeramperewindungen in der Regel einen vielfachen Wert der Arbeitsamperewindungen betragen, also der weitaus größte Teil sämtlicher Wicklungen der Maschine dennoch in günstiger Weise als Polwicklungen angebracht ist.

Eine andere Abart der Cail-Hermerschen Maschine (Figur 4 u. 4a).

Figur 4 stellt eine Abwicklung und Figur 4a einen Querschnitt einer anderen Abart der Cail-Hermerschen Maschine dar (die sogenannte *O*-Type). Sie ist elektrisch und magnetisch vollkommen

identisch mit der der Figur 3, nur im mechanischen Aufbau unterscheiden sie sich voneinander. Während nämlich bei der Maschine nach Figur 3, wie gewöhnlich, Nord- und Südpole abwechselnd peri-

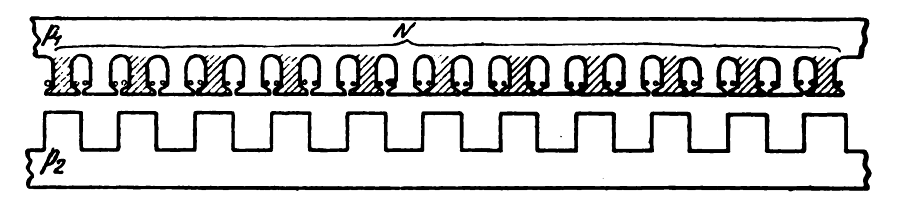


Fig. 4.

pherial angeordnet sind (Wechselpoltype), sind sie bei der Maschine nach Figur 4 und 4a axial angeordnet, d. h. sämtliche Nordpole auf einer Seite und sämtliche Südpole auf der anderen Seite der einzigen Erregerwicklung W_g (Gleichpoltype). Ob die eine oder die andere Bauart vorzuziehen ist, ist mehr Geschmackssache, da auch die Ausnutzung des Materials in beiden dieselbe sein kann. Indessen dürfte jedoch die erste Bauart vorteilhafter sein, aus demselben Grunde wie bei gewöhnlichen Wechselstrommaschinen, bei denen als Normaltype wohl ausschließlich die Wechselpoltype heutzutage gilt. Auch aus einem anderen Grunde dürfte die Bauart Figur 3 vorzuziehen sein. Man kann nämlich diese Bauart bei der Fabrikation aus den gewöhnlichen Drehstrommotoren entwickeln und dieselben Gehäuse verwenden, während die Bauart Figur 4 und 4a eine Spezialtype bedingt.

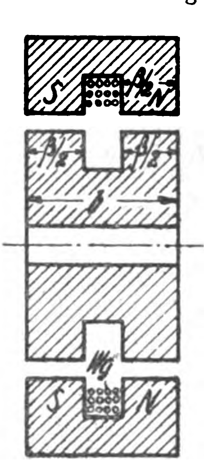


Fig. 4a.

Die Maschine von Guy. Figur 5 (D. R. P. 143 630).

Die Maschine von Guy stellt eine Verbesserung der Maschine nach Figur 3 dar und läßt sich direkt aus derselben entwickeln. Die Entstehung von elektromotorischen Kräften in der Erregerwicklung wird bei Anordnung (Figur 3) dadurch verhindert, daß, während eine Hälfte der Zähne eines Ständerpoles gegenüber den Zähnen des Rotors steht (Zähne größter Permeabilität), die andere Hälfte gegenüber den Lücken des Rotors sich befindet (Zähne kleinster Permeabilität). Dabei wechseln

sich Zähne größter und kleinster Permeabilität fortwährend ab, d. h. jedem Zahne größter Permeabilität folgt ein Zahn kleinster Permeabilität usw. Auf diese Weise ist die magnetische Energie von je zwei aufeinanderfolgenden Zähnen stets gleich Null. Um also die magnetische Energie jedes Zahnes auszunutzen, muß jeder Zahn auch besonders bewickelt werden. In der Guyschen Maschine besteht ebenfalls jeder Einzelpol *N*, *S* zur Hälfte aus Zähnen größter und zur Hälfte aus Zähnen kleinster Permeabilität. Um nun den Nachteil vieler Arbeitswicklungen

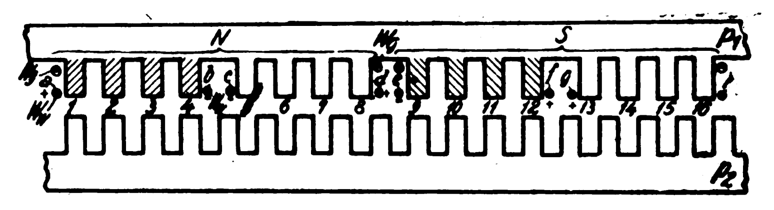


Fig. 5. (Guy, D. R. P. 143 630.)

zu vermeiden, sind in der Maschine von Guy sämtliche Zähne größter Permeabilität eines Erregerpoles zusammen genommen und auf eine Hälfte desselben, sämtliche Zähne dagegen kleinster Permeabilität auf die andere Hälfte desselben verteilt. Auf diese Weise stehen sämtliche Zähne eines Poles, deren magnetische Energie das gleiche Zeichen haben direkt nebeneinander und können von einer einzigen Arbeitswicklung W_w umfaßt werden.

In dem beistehenden Beispiel (Figur 5) von 8 Zähnen pro Pol kann in dieser Weise auf je 4 Zähne nur eine einzige Arbeitswicklung kommen.

Indessen kann bei der Guyschen Maschine die Zahl der Arbeitswicklungen nochmals um die Hälfte reduziert werden, so daß sie gleich der Zahl der Erregerwicklungen wird, wie aus folgender Überlegung folgt:

Nehmen wir nämlich an, daß die momentane E.M.K. der Wicklung *a*—*b*, die die Zähne größter Permeabilität (Zähne 1—4) umfaßt, in der Seite *a* das + Zeichen und in der Seite *b* das — Zeichen hat. Dann muß die momentane E.M.K. der die Zähne kleinster Permeabilität (Zähne 5—8) umfassenden Wicklung *c*—*d*, da die entsprechenden Felder um 180° elektrisch gegeneinander verschoben sind, in der Seite *c* das — Zeichen und in der Seite *d* das + Zeichen haben.

Die Zähne 9—12 haben die größte Permeabilität zur selben Zeit, wie die Zähne 1—4. Da aber erstens zu einem Südpol und letztere zu einem Nordpol gehören, so sind die Felder um 180° gegeneinander

verschoben. Somit sind die Felder der Zähne 9—12 von derselben Phase wie die der Zähne 5—8. Die momentane E.M.K. der Wicklung *e—f* hat also in *e* ein —Zeichen und in *f* ein +Zeichen. Die in einer Nut liegenden Leiter *dc* heben sich daher gegenseitig auf und können ganz weggelassen werden. In ähnlicher Weise findet man, daß die Leiter *b*, *e* und *f*, *g* sich nicht aufheben, also vorhanden bleiben müssen. Die Arbeitswicklung kann also bei der Guyschen Maschine dieselbe Zähnezahl (in unserem Beispiel 8) wie die Erregerwicklung umfassen.

Eine andere Erklärung der Wirkungsweise der Guyschen Maschine, die zwar in keinem Zusammenhange mit dem vorigen Maschinen steht, aber eine populärere ist, ist folgende. Es sei in Figur 6 eine zweipolige Guysche Maschine dargestellt. Die dick ausgezogenen Linien des Ständers bedeuten, daß zur gegebenen Zeit in den entsprechenden Vierteln Zahn gegen Zahn steht, die dünn ausgezogenen, daß zur selben Zeit dort Zahn gegen Lücke steht. W_g sei wiederum die Erregerwicklung, W_w die Arbeitswicklung. Im gegebenen Moment wird also das von W_g erzeugte Feld die diametral liegenden Vierteln *I*, *III* durchfließen, und die Richtung N_{13} haben, während in den Vierteln *II*, *IV*, wenn wir von der Streuung absehen, gar kein Feld vorhanden ist. Zerlegt man N_{13} in zwei zueinander senkrechte Komponenten N_{13}', N_{13}'', so sieht man, daß, wenn in der Wicklung W_g überhaupt eine E.M.K. entstehen soll, es nur durch die Änderung des zur Fläche von W_g senkrechten Feldes N_{13}' sein kann, da die andere Komponente N_{13}'' in der Fläche von W_g selbst fällt. Ebenso findet man, daß in der Arbeitswicklung W_w eine E.M.K. nur durch die Änderung von N_{13}'' entstehen kann. Bewegt sich nun der Rotor aus der gegebenen Stellung um 180^0 elektrisch (d. h. auf eine halbe Zahnteilung), so stehen in den Vierteln *II*, *IV* Zahn gegen Zahn, in den Vierteln *I*, *III* dagegen Zahn gegen Lücke. Infolgedessen hat dann das resultierende Feld die Richtung von N_{24} und die einzelnen Komponenten die Richtungen von N_{13}' und $-N_{13}''$. Am Anfang und am Ende einer halben Periode blieb also das zur Fläche von W_g senkrechte Komponente N_{13}' der Größe und der Richtung nach unverändert. Aus der Figur ist ohne weiteres ersichtlich, daß die Richtung von N_{13}' auch in der Zwischenstellung des Rotors sich nicht ändern kann, da die Resultierende N_{13} nur um den Winkel $\pm 45^0$ gegen die *X*-Achse sich dreht. Sind nun Zahnbreite und Lücke gleich oder angenähert gleich, so bleibt auch die Größe von N_{13} und somit auch die von N_{13}' konstant. Denn um denselben Betrag, um den die Permeabilität in einem

Viertel abnimmt. nimmt sie im anderen Viertel zu, so daß ihr Mittelwert konstant bleibt. Sind aber Zahnbreite und Lücke voneinander stark verschieden, so entstehen zwar kleine Feldschwankungen (der Größe nach), sie sind aber von höherer Periodenzahl und die von ihnen induzierte E.M K. können in der Gleichstromquelle ohne besonderen Schaden sich ausgleichen. Damit ist bewiesen, daß in der Erregerwicklung keine oder keine wesentliche Spannungen stattfinden können.

Bezüglich der Arbeitswicklung $W_{''}$ ist aus der Figur 6 ersichtlich, daß die zu ihrer Fläche senkrechte Komponente N_{13}'' der Größe nach konstant bleibt, ihre Richtung aber ändert. Es entsteht daher in ihr eine E.M.K. von dem Mittelwert

$$E_{\text{mit}} = \frac{2 N_{13}''}{T/2}$$

und von dem Effektivwert

$$E_{\text{eff.}} = \sqrt{\frac{4}{T}\int_0^{T/4}\left(\frac{d N_{13}''}{d t}\right) d t}$$

Was besonders interessant bei der Guyschen Maschine, ist der Umstand, daß bei ihr, wie aus Figur 6 ersichtlich, im Gegensatz zu allen anderen bekannten Maschinen, Arbeits- und Erregerwicklung senkrecht im Raume aufeinander stehen und daß trotzdem eine gegenseitige magnetische Beeinflussung zwischen ihnen stattfindet.

Die Wahl der Polzahl einer Guyschen Maschine.

In Figur 6 ist eine zweipolige Maschine dargestellt. Man kann sich nun ohne weiteres denken, daß ein Vielfaches dieser Polpaare auf dem Ständerumfange angeordnet ist. Über die Wahl der günstigsten Polzahl ist dasselbe zu sagen, wie bei gewöhnlichen Maschinen. Es ist natürlich wünschenswert, die Wicklungs- und somit die Polzahl möglich klein zu halten. Je kleiner aber die Polzahl ist, desto größer muß andererseits der Polumfang (bei gegebener Leistung und axialer Länge der Maschine) sein. Mit der Größe des Polumfanges wächst nun der Jochquerschnitt im Ständer wie im Läufer und bei gegebener zulässiger Induktion auch die Eisenverluste im Joch. Bestimmtes läßt sich daher über die günstigste Wahl der Polzahl ebensowenig sagen, wie bei gewöhnlichen elektrischen Maschinen. Es wird von der Größe der Maschine abhängig sein und muß von Fall zu Fall untersucht werden. Im allgemeinen kann man sagen, daß Maschinen bis etwa 20 KVA. noch zweipolig und bis etwa 40 KVA. noch vierpolig sich gut ausführen lassen.

Hochfrequenzmaschine nach D. R. P. 267 798 der A.E.G. (Figur 7).

Als ein Grenzfall der Guyschen Maschine mit der größtmöglichsten Polzahl ist die Maschine (vom Verfasser herrührende) nach D. R. P. 267 798 anzusehen.

In Figur 5 sind pro Pol 4 Zähne größter und 4 Zähne kleinster Permeabilität gezeichnet. Man kann nun die Zahl der Zähne pro Pol immer verkleinern bis man pro Pol nur einen Zahn größter und einen

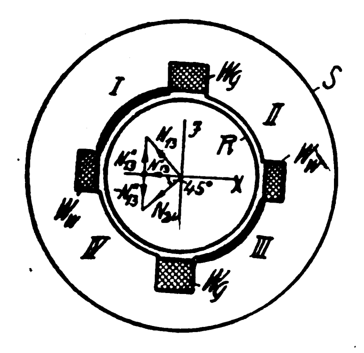


Fig. 6 (Guy, D. R. P. 143630).

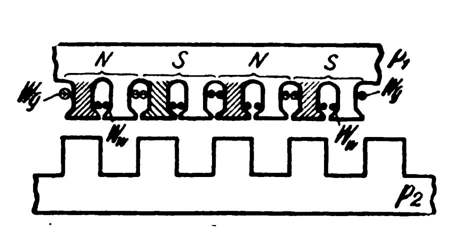


Fig. 7 [AEG. (Verfasser) D. R. P. 267 798].

kleinster Permeabilität bekommt (s. Figur 7). Das Charakteristische der Guyschen Maschine bleibt immer bestehen, nämlich, daß die Erreger- und die Arbeitswicklung im Raume elektrisch senkrecht stehen. (Die Arbeitswicklung W_w ist in der Figur der Deutlichkeit halber durch volle Kreise gezeigt.)

Die Guysche Maschine als Gleichpoltype (*O*-Type).

Schließlich sei noch erwähnt, daß man auch die Guysche Maschine als Gleichpoltype ausbilden kann. Sie entsteht aus Figur 5 in genau derselben Weise, wie die Figur 4 und 4a aus Figur 3, indem man beispielsweise sämtliche Zähne des Südpoles oder der Südpole (wenn mehrere Pole vorhanden sind) auf einer Stirnseite und sämtliche Zähne des Nordpoles oder der Nordpol auf der anderen Stirnseite anordnet. Indessen ist ein Vorteil aus dieser Konstruktion nicht ersichtlich.

Adresse des Autors: Oberingenieur M. Osnos, Berlin-Wilmersdorf, Konstanzerstraße 50, I.

Beitrag zur Theorie und Wirkungsweise des stationären Frequenzverdopplers.

(Umgearbeitet nach Elektrot. Ztschr. Nr. **34**, 1917).

Von **Mendel Osnos.**

Einleitung.

Bevor wir zu unserem eigentlichen Thema übergehen, möge in kurzen Umrissen auf die bisherige Entwicklung des stationären Frequenzverdopplers hingewiesen werden. Jedoch soll diese Entwicklung nicht in historischer Reihenfolge dargestellt werden, sondern in logischer, d. h. so, wie sich eine Type aus der anderen in einfacher, logischer Weise entwickeln läßt, wobei stets die Typen vervollkommnet werden.

In den folgenden Abbildungen bedeuten:

Z_1, Z_2 = die primäre bzw. die sekundäre Wicklung,
D', D'' = zwei gleiche Drosselspulen,
Z_1', Z_1'' = die zugehörigen Primärwicklungen,
Z_2', Z_2'' = die zugehörigen Sekundärwicklungen,
Z_g', Z_g'' = die zugehörigen Gleichstromwicklungen,
Z_g = eine Gleichstromwicklung, die beide Drosselspulen umfaßt,
D = eine dreischenklige Drosselspule,
L = eine Hilfsdrosselspule,
F_g = das Gleichstromfeld, wenn die Drosselspule nur mit Gleichstrom erregt wird,
F_w = die Momentanwerte der Wechselfelder, wenn die Drosselspulen nur mit Wechselstrom erregt wären,
B = eine Gleichstromquelle,
C = einen Kondensator,
P = die primären Zuführungsklemmen,
S = die sekundären Zuführungsklemmen.

Der erste Frequenzverdoppler ist bekanntlich von Prof. Epstein (Lahmeyer-Patent D.R.P. 149 761) angegeben. In Fig. 1 ist eine Anordnung, wie sie aus dem genannten Patent folgt, dargestellt. Die primäre Wechselstromwicklung Z_1 liegt auf dem mittleren Schenkel der dreischenkligen Drosselspule, die sekundären Wechselstromwicklungen und die Gleichstromwicklungen liegen dagegen auf den beiden äußeren. Aus der Patentschrift folgt weiter, daß man auch (s. Fig. 2) die Gleichstromwicklung auf dem mittleren und die primäre Wechselstromwicklung gleich der sekundären auf den äußeren legen kann.

So harmlos die Vertauschung beider Wicklungssysteme auf den ersten Blick erscheint, so wesentlich ist sie tatsächlich für das Verhalten des Verdopplers. Es sei nur darauf hingewiesen, daß in Fig. 1 der Weg und der Widerstand für den primären Wechselflux viel größer als für den sekundären und den Gleichstromflux, in Fig. 2 dagegen das Umgekehrte der Fall ist. Für ein und dieselbe Primärspannung braucht man in einem Falle mehr Wechselstrom- und im anderen Falle mehr Gleichstromerregung. Der wesentliche Vorteil der

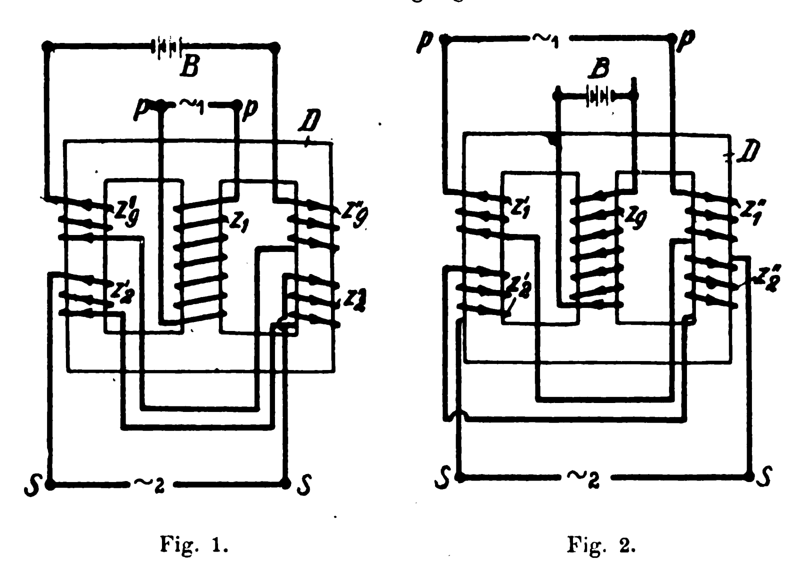


Fig. 1. Fig. 2.

Fig. 2 besteht aber darin, daß bei ihr in der Gleichstromwicklung keine Spannung von primärer Periodenzahl erregt wird, während in Fig. 1 wohl diese Spannungen in beiden Wicklungen ($Z_1' + Z_2''$) sich gegeneinander aufheben, aber jede dieser Wicklungen dennoch auch eine von primären Felde herrührende Spannung aushalten muß; die Gleichstromwicklungen müssen also im ersten Falle unter Umständen sehr stark isoliert sein. Nämlich dann, wenn die Primärspannung an sich ziemlich groß ist und die Gleichstromwicklung eine viel größere Windungszahl als die Primärwicklung haben soll.

Wie aus den Figg. 1 und 2 ersichtlich, ist der Kraftlinienweg der Sekundärwicklung immer derselbe wie von der Gleichstromwicklung. Geht der Gleichstromflux nur durch die äußeren Schenkel (Fig. 1), so tut es auch der sekundäre Flux. Geht dagegen der erste

auch durch den mittleren Schenkel (Fig. 2), so ist es auch mit dem zweiten der Fall. Beide Systeme von Wicklungen liegen so zu sagen magnetisch parallel. Man kann daher (s. Fig. 3) auch Z_2 auf den mittleren Schenkel anbringen.

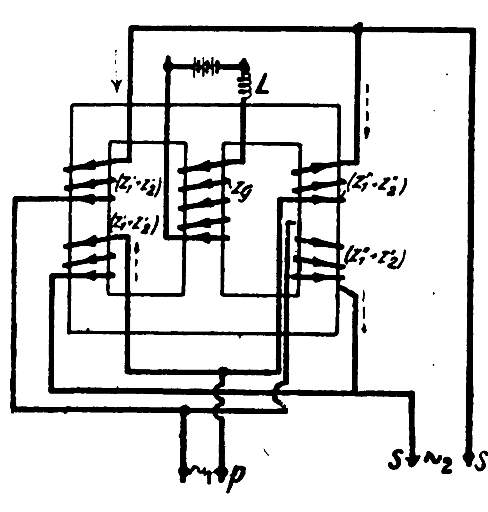


Fig. 2a.

Bei den bisherigen Anordnungen mit drei gleichen Schenkeln wird in dem dritten Schenkel entweder der Wechselstromflux (Fig. 1) oder der Gleichstromflux (Fig. 2 und 3) stark gedrosselt, da in dem dritten Schenkel entweder die Wechselstromfluxe oder die Gleichstromfluxe beider anderen Schenkel sich vereinigen. Nach Fig. 4 wird daher der mittlere Schenkel[1]) von etwa doppelten Querschnitt ausgeführt.

Sämtliche erwähnten Anordnungen haben den Nachteil, daß die Wechsel- und die Gleichstromfluxe sich nicht auf ihrem ganzen Wege überdecken, nämlich in dem mittleren Schenkel nicht. Denn entweder gehen durch ihn nur die Wechselfluxe (Fig. 1) oder nur die Gleichstromfluxe (Fig. 2—4). Die Wirkung der Gleichstrommagnetisierung, was uns hier hauptsächlich interessiert, kommt daher nicht zur vollen Geltung.

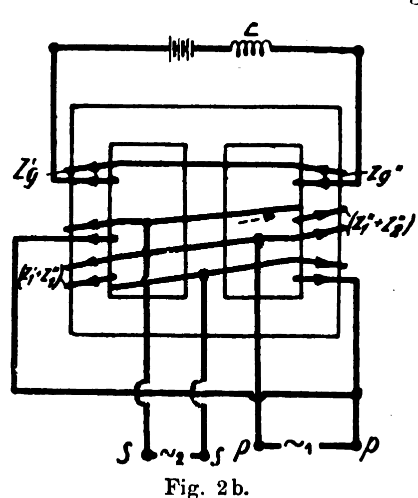


Fig. 2b.

In der Anordnung Fig. 5 von Leonard und Weber wird dieser Nachteil vermieden. Wir bekommen diese Anordnung,

1) Dieses scheint zuerst von Vallauri angegeben zu sein.

wenn man in Fig. 4 den mittleren Schenkel in zwei Teile besonders bewickelt, und zwar in genau demselben Sinne, wie vorher der mittlere Schenkel. Man sieht, daß hier sich Gleich- und Wechselstromfluxe auf ihren ganzen Eigenwegen überdecken müssen.

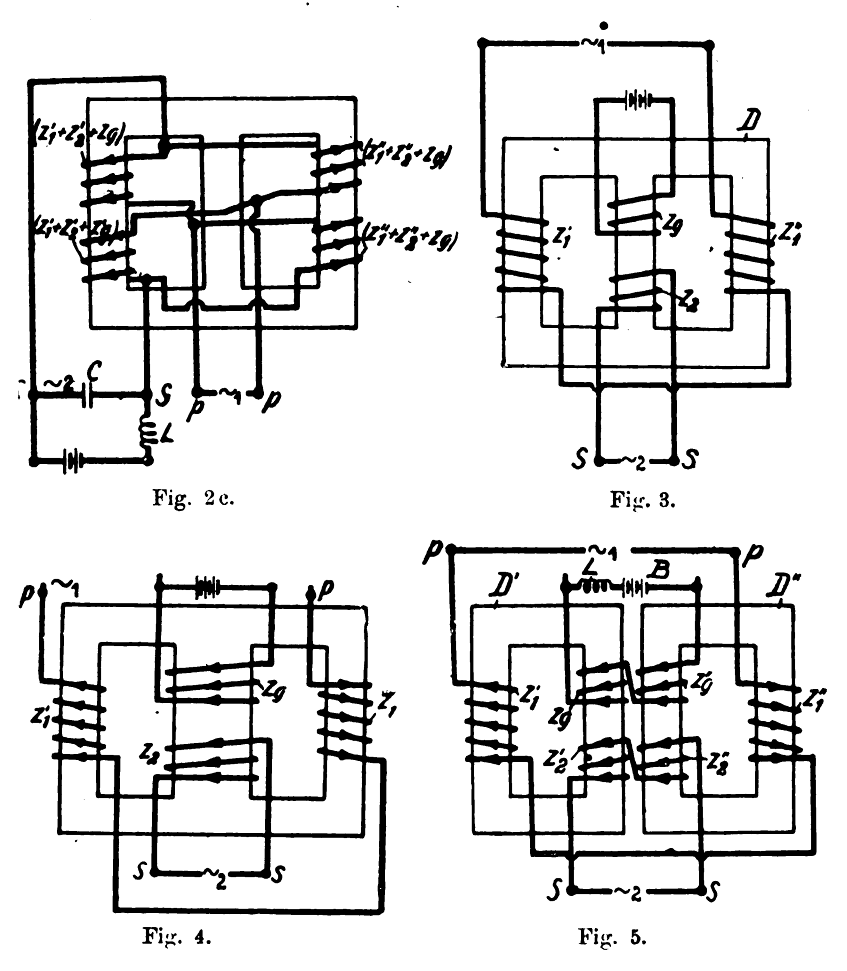


Fig. 2c.

Fig. 3.

Fig. 4.

Fig. 5.

Um, was für den Verdoppler sehr wesentlich ist, Streuung zwischen den einzelnen Wicklungssystemen zu vermeiden, kann man (s. Fig. 6) sämtliche Wicklungen auf ein und dieselben Schenkeln anbringen.

Wie bereits erwähnt und wie besonders aus Fig. 6 hervorgeht, liegen die Gleich- und die Sekundärwicklungen magnetisch vollkommen

gleich. Man kann daher (s. Fig. 7) beide Wicklungen miteinander vereinigen [1]).

Fig. 5—7 haben jedoch den oben erwähnten Nachteil, daß in den einzelnen Teilen der Gleichstromwicklung Spannungen primärer Periodenzahl entstehen.

Um diesen Nachteil zu beseitigen und gleichzeitig sämtliche Vorteile der Fig. 5—7 beizubehalten, kann man eine Anordnung nach Fig. 8 [D.R.P. 303 094 der AEG. (vom Verfasser)] benutzen.

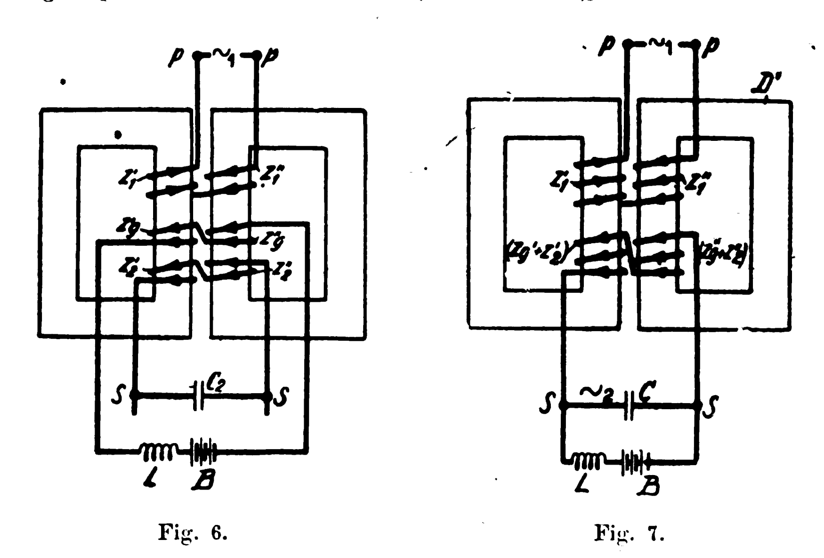


Fig. 6. Fig. 7.

Statt zwei besondere Gleichstromwicklungen ist eine einzige Gleichstromwicklung Z_g gewählt, die beide magnetisch voneinander getrennten Drosselspulen umfaßt, und die gleichzeitig als Sekundärwicklung dient: Da die primären Wechselfluxe in ihr stets entgegengerichtet sind, so können in ihr auch keine Primärspannungen entstehen.

In Fig. 8 sind der Deutlichkeit halber beide Wickelsysteme nebeneinander gezeichnet. Tatsächlich wird man sie, wie bei einem gewöhnlichen Transformator, so anbringen, daß möglichst wenig Streuung zwischen ihnen stattfindet. Ein Ausführungsbeispiel ist in Fig. 9 durch

1) Die Erkenntnis, daß in der Gleichstromwicklung Spannungen doppelter Periodenzahl entstehen, scheint zuerst von Leonard und Weber herzurühren. Aus diesem Grunde haben sie in den Gleichstromkreis die Hilfsdrossel L eingeführt, d. h. um einen sekundären Kurzschluß zu verhindern.

einen Schnitt durch sämtliche Wicklungen dargestellt. Hier bedeuten S_w den Querschnitt der Wechselstromwicklungen, die um jede einzelne Drosselspule gewickelt sind, S_g den Querschnitt der beiden Drosselspulen umfassenden Gleichstromwicklung, die Zeichen + und — die Richtungen, bzw. die momentanen Richtungen der betreffenden Ströme.

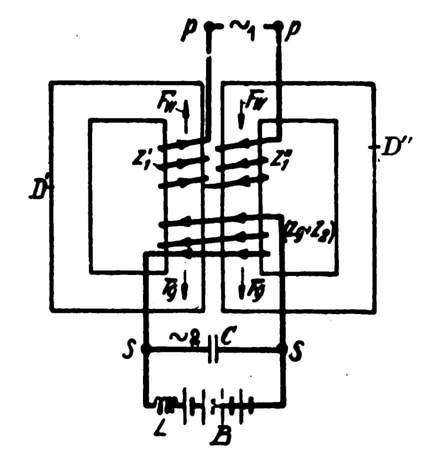


Fig. 8.

Seitenabstecher aus Fig. 2 bilden die Fig. 2a, 2b und 2c sogenannte Brückenschaltungen nach D.R.P. Nr. 282 883 der AEG. (vom Verfasser).

Versuche haben gezeigt, daß beim Frequenzverdoppler die Streuung noch eine viel größere Rolle spielte als beim gewöhnlichen Transformator: eine ganz geringe Vergrößerung der Streuung bewirkt schon eine bedeutende Verkleinerung der Leistung. Es ist daher beim Frequenzverdoppler noch viel wichtiger als beim gewöhnlichen Transformator, die Streuung auf ein Minimum zu reduzieren.

In den Schaltungen 2a—2c wird es nun hauptsächlich dadurch erwirkt, daß die primären und die sekundären Wicklungen miteinander vereinigt werden.

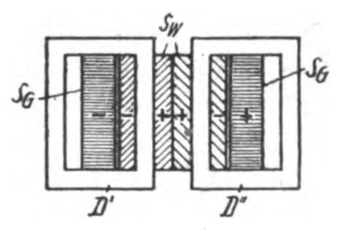


Fig. 9.

Wie nämlich aus Fig. 2 ersichtlich, wirken die primären und die sekundären Wicklungen in einem Schenkel im gleichen und in anderem in entgegengesetztem Sinne. Man kann sie daher wie zwei aufeinander senkrechte Amperwindungssysteme miteinander vereinigen.

In Fig. 2a ist dieses der Fall, wobei die ausgezogenen Pfeile die Richtung des primären und die gestrichelte die Richtung des sekundären Stromes angeben.

Um die Streuung zwischen dem Gleichstrom und den übrigen Wicklungen zu vermeiden, ist nach Fig. 2b auch Z_g auf die äußeren Schenkel angebracht, wobei der Wickelsinn von Z_g derselbe wie in Fig. 2 ist,

d. h. der Gleichstromflux wird von ihr immer durch den mittleren Schenkel getrieben.

Man kann noch einen Schritt weitergehen und sämtliche Wicklungendes Verdopplers miteinander vereinigen, wie es Fig. 2c zeigt, wodurch die Leistung noch mehr vergrößert wird. Durch die Vereinigung der Wicklungen wird nicht nur die Leistung vergrößert, sondern es werden auch die Stromwärmeverluste verkleinert und der Wirkungsgrad vergrößert.

Selbstverständlich kann auch in den Anordnungen Fig. 2a—2c der mittlere Schenkel von doppeltem Querschnitt genommen werden.

Sämtliche besprochenen Anordnungen sind bereits vor längerer Zeit im Laboratorium der AEG. vom Verfasser sehr eingehend untersucht worden. Auf die interessanten Ergebnisse behalte ich mir vor, in einem nächsten Artikel zurückzukommen.

Zur weiteren Entwicklung unserer Theorie gehen wir der Übersichtlichkeit halber von der einfachen Anordnung Fig. 8 aus. Jedoch gelten die folgenden Betrachtungen im wesentlichen auch für die anderen beschriebenen Anordnungen, da sie sich sämtlich auf dem umgekehrten Wege von Fig. 8 ableiten lassen.

Wie aus Fig. 8 ohne weiteres ersichtlich, wirken die Wechselstromamperewindungen in der Drosselspule D'' im gleichen Sinne wie die Gleichstromamperewindungen, in der Drosselspule D' dagegen im entgegengesetzten Sinne. Kehrt der Wechselstrom um, so wirken sie in D' im gleichen und in D'' im entgegengesetzten Sinne.

Führt man nun den Primärwicklungen $Z_1' Z_1''$ in den Punkten PP Wechselstrom von der Periodenzahl $\sim_1$ zu und erregt gleichzeitig die Gleichstromwicklung mit Gleichstrom, so bekommt man an den Punkten SS derselben eine Wechselspannung $\sim_2$ von der doppelten Periodenzahl.

Zur Erklärung dieser Tatsache wurden bis jetzt die in den einzelnen Drosselspulen entstehenden Felder untersucht und durch Addition dieser Teilfelder im richtigen Sinne und richtiger Lage das resultierende Feld gefunden. (Vgl. Leonard und Weber, „L'Eclairage Electrique", Band 48, S. 81, Joly, „La Lumière Electrique", Band 14, S. 195, und Vallauri, „Elektrot. Ztschr.", 1911, S. 988.)

Der Verfasser gibt nun einen einfachen Weg an, die Entstehung der doppelten Periodenzahl, ohne zuerst die Einzelfelder abzuleiten, direkt zu erklären.

Entstehung der Sekundärspannung e_2 und das ideelle sekundäre Wechselstromfeld.

In Fig. 10 möge F die normale Feldkurve für eine einzelne Drosselspule als Funktion der Amperewindungen darstellen. Die Gleichstromamperewindungen sollen $= x$ und das zugehörige Feld $= F_g$ sein. Wenn der primäre Wechselstrom $= 0$ ist, so ist das resultierende Gleichstromfeld in der Gleichstromwicklung $= 2\,F_g$.

Zu irgendeiner Zeit t soll der Wechselstrom einen bestimmten Wert erhalten und die von ihm zu dieser Zeit in jeder Drosselspule

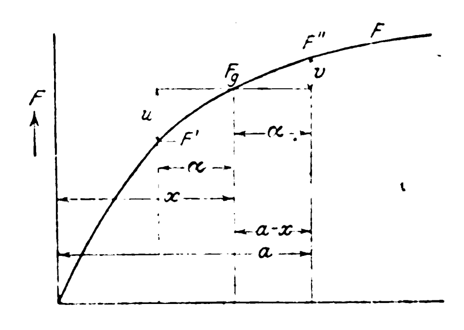


Fig. 10.

erzeugten Amperewindungen $= \alpha$ sein. Dann hat in der Zeit t (vgl. Fig. 10) das resultierende Feld in der Drosselspule D', wo (bei in Fig. 8 gezeichneten Momentanrichtung des Wechselstromes) die Amperewindungen sich subtrahieren, von dem Wert F_g auf F' sich geändert, d. h. um den Wert u abgenommen und in der Drosselspule D'', wo die Amperewindungen sich addieren, von dem Wert F_g auf F'' sich geändert, d. h. um den Wert v zugenommen. Die Resultierende aus den Fluxschwankungen u, v in der Gleichstromwicklung ist daher gleich $u - v$.

Mit Änderung des Wechselstromes ändert sich im allgemeinen die Größe von $(u - v)$, und es entsteht auf diese Weise die Sekundärspannung e_2. Man kann daher die Feldschwankungen $(u - v)$ durch ein in der Gleichstrom- bzw. Sekundärwicklung schwingendes ideelles Wechselfeld F_{w2} ersetzen, dessen jeweilige Größe = dem jeweiligen Wert von $(u - v)$ ist.

Periodenzahl von e_2.

Wegen der Krümmung der Feldkurve (Fig. 10), d. h. wegen der Eisensättigung, ist für die in Betracht kommenden Grenzen die Abnahme u des Gleichstromfeldes durch die entgegenwirkenden Wechselstromamperewindungen in einer Drosselspule stets größer als die Zunahme v dieses Feldes in der anderen Drosselspule durch die gleich wirkenden Wechselstromamperewindungen. Die Differenz $u - v$ bedeutet also bei jeder Größe des primären Wechselstromes eine Schwächung des Gleichstromfeldes in der Gleichstromwicklung. Selbst wenn der Strom seine Richtung ändert, bleibt der Sinn von $u - v$ derselbe, nämlich eine Schwächung. Denn wie aus Fig. 10 zu ersehen, wird, wenn die Wechselfelder F_w ihre Richtungen ändern, F' größer und F'' kleiner als F_g, stets ist aber u größer als v.

Wie ferner ersichtlich, ist $u - v$ desto größer, je größer der Wechselstrom ist, $(u - v)$, und somit das ideelle Sekundärfeld wird daher am größten sein, wenn der Wechselstrom sein Maximum erreicht hat.

Bezeichnet demnach in Fig. 11 i_1 den zeitlichen Verlauf des primären Wechselstromes, in Fig. 12 die Horizontale y_0 das Gleichstromfeld F_g für $i_1 = 0$, und trägt man die Werte von $u - v$ von y_0 aus nach unten ab, so erhält man ein Bild von der Schwankung des Feldes F_g. Da nun nach vorigem $u - v = 0$ ist für $i_1 = 0$, also für $t = 0$, $T/2$, T, $3/2\,T$ usw., und $u - v =$ Maximum für $i_1 =$ Maximum, also für $t = T/4$, $3/4\,T$, $5/4\,T$ usw., so muß der Verlauf von $u - v$, in bezug auf Maximum und Minimum, den in Fig. 12 gezeichneten Charakter haben. Aus dieser Figur ist aber ersichtlich, daß während einer halben Periode von i_1 die Feldkurve $u - v = F_{w2}$ eine ganze Periode durchmacht, d. h. F_{w2} ist von der doppelten Periodenzahl als i_1. Somit ist auch

$$e_2 = \frac{d\,F_{w2}}{d\,t}$$

von der doppelten Periodenzahl, was zu beweisen war.

Amplitudenwert des ideellen Sekundärfeldes.

Aus Fig. 12 ist ohne weiteres ersichtlich, daß die Amplitude dieses Feldes der Hälfte des größten Wertes von $u - v$ gleich ist, der, wie oben erwähnt, dann erreicht wird, wenn i_1 sein Maximum hat.

Das ideelle primäre Wechselstromfeld.

Wir haben vorher gesehen, daß infolge der Einwirkung der Wechselstromamperewindungen von der Größe α das Gleichstromfeld in der Drosselspule D' um den Wert u abgenommen, dasselbe Feld dagegen in der Drosselspule D'' um den Wert v zugenommen hat. Ferner haben wir gesehen, daß in bezug auf die Gleichstromamperewindungen, also auch in bezug auf die Gleichstromfelder die Wicklungen Z_1', Z_1'' gegeneinander geschaltet sind. In dem Wicklungssystem

Fig. 11.

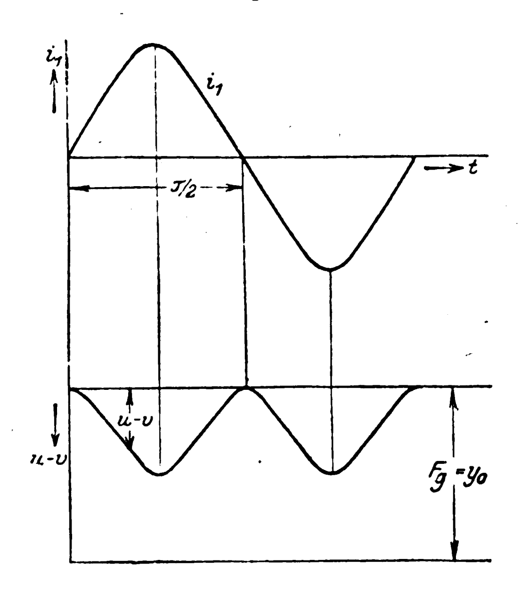


Fig. 12.

$(Z' + Z'')$ kommt daher eine Schwächung des Feldes in D' einer Verstärkung des Feldes in der Drosselspule D'' um denselben Betrag gleich. Und umgekehrt: eine Verstärkung des Feldes in D' ist einer ebenso großen Schwächung des Feldes in der Drosselspule D'' gleich. Die Resultierende aus den Feldschwankungen u, v in den einzelnen Drosselspulen ist demnach $= (u + v)$. Wir können daher in bezug auf die primäre E.M.K. beide Drosselspulen durch eine einzige z. B. D' ersetzt denken, in der das Feld um $(u + v)$ abgenommen hat. Somit können wir auch (in bezug auf die primäre

E.M.K.) die Resultierende aus den Schwankungen u, v durch ein ideelles Primärwechselfeld F_{w1} ersetzen, das in einer Drosselspule um eine Mittellinie (Nullinie) schwankt, welches Feld zur Zeit t einen negativen Wert von der Größe $(u + v)$ hat, wenn der Wechselstrom in D' negativ ist, d. h. gegen das Gleichstromfeld gerichtet ist.

Amplitudenwert von $(u + v)$ bzw. des ideellen primären Wechselfeldes.

Dieses gilt für jede Zeit t und jeden Wert von α, folglich auch für den Maximalwert der Wechselstromamperewindungen. Andererseits ist klar, daß die größte Abweichung des resultierenden Feldes von seinem Gleichstromfeldniveau im Moment des Maximalwertes des Wechselstromfeldes stattfindet. Man findet daher den Maximalwert des ideellen Ersatzfeldes F_{w1}, wenn man den zeitlichen Maximalwert der primären Amperewindungen (für die Drosselspule) auf beiden Seiten von x abträgt, und aus der Feldkurve die entsprechenden Werte von $u + v$ bestimmt.

Periodenzahl von $(u + v)$ bzw. des ideellen primären Wechselfeldes.

Die kleinste Abweichung (Abweichung $= 0$) des resultierenden Fluxes von seinem Gleichstromniveau findet statt, wenn der Wechselstrom $= 0$ ist.

In diesem Moment muß demnach auch das ideelle Ersatzfeld die Größe Null haben.

Während also der primäre Wechselstrom von seinem negativem Maximum auf Null sinkt, sinkt auch das ideelle Feld von der entsprechenden negativen Größe $(u + v)$ auf Null.

Kehrt jetzt der Strom um, so nimmt das resultierende Feld in D' zu und in D'' ab. Die Abnahme in D'' ist aber ebenfalls gleichwertig mit einer Zunahme unseres ideellen Feldes in der Drosselspule D' im positiven Sinne. Dem Umkehr des Stromes entspricht demnach eine Zunahme des ideellen Feldes in der Drosselspule D'.

Einer negativen $^1/_4$-Periode des Wechselstromes entspricht also eine negative $^1/_4$-Periode des ideellen Wechselfeldes in einer Drosselspule, und einer positiven $^1/_4$-Periode des Wechselstromes eine positive des ideellen Wechselfeldes. Damit ist erwiesen, daß die Periodenzahl unseres ideellen Wechselfeldes $(u + v)$ gleich ist der Periodenzahl des primären Wechselstromes.

Das günstige Verhältnis von Gleichstrom- zu Wechselstromamperewindungen in bezug einer maximalen Sekundärspannung.

Es kommt vor, daß der Wickelraum einer Drosselspule und somit auch die Summe der Gleich- und Wechselstromamperewindungen gegeben ist und es fragt sich, wie man das Verhältnis der Amperewindungen zueinander wählen soll, damit man mit der gegebenen Summe eine möglichst große Sekundärspannung bzw. möglichst großes Sekundärfeld B'' erzielt. Gibt es ein günstiges Verhältnis zwischen den Gleich- und Wechselstromamperewindungen in dieser Beziehung und wie groß ist es?

Um irgendeine Funktion auf ein Maximum oder ein Minimum zu untersuchen, muß man im allgemeinen den analytischen Ausdruck der Funktion kennen. Ein genauer analytischer Ausdruck für den ganzen Verlauf der Magnetisierungskurve ist aber nicht bekannt.

Der Verfasser hat nun gefunden, daß es gerade für den uns hier interessierenden Fall möglich ist, die Abszisse des Maximalpunktes rein analytisch zu bestimmen, ohne den analytischen Ausdruck der Funktion selbst zu kennen.

Es ist nämlich:

$$F_{w2} = u - v$$

und aus Fig. 10

$$u = f(x) - f(x - \alpha_m)$$
$$v = f(a) - f(x)$$

wenn a_m ein gegebener bzw. der zeitliche Maximalwert der Wechselstromamperewindungen und $a = x + \alpha_m$ ist, woraus:

$$y = F_{w2} = 2f(x) - f(x - a_m) - f(a)$$

Da die Magnetisierungskurve symmetrisch in bezug auf den Nullpunkt des Koordinatensystems ist, so ist

$$-f(x - \alpha_m) = +f(\alpha_m - x)$$

und da $\alpha_m = a - x$ ist, so ist auch

$$-f(x - \alpha_m) = +f(a - 2x)$$

Man kann daher schreiben:

$$y = F_{w2} = 2f(x) + f(a - 2x) - f(a) \tag{1}$$

Wir setzen nun die Summe a von Gleich- und Wechselstromamperewindungen gleich konstant voraus und differenzieren y nach x, dann hat man

$$y' = 2f'(x) - 2f'(a - 2x) \qquad (2)$$

Aus dieser Gleichung ist ersichtlich, daß $y' = 0$, wenn $a - 2x = x$, oder

$$a = 3x \qquad (3)$$

Für $x = \frac{a}{3}$ hat also die Kurve y einen ausgezeichneten Punkt. Stellt nun dieser Punkt ein Maximum oder ein Minimum dar?

Auch diese Frage ist leicht zu beantworten, ohne den analytischen Ausdruck für die Kurve selbst zu kennen.

Differenziert man nämlich die Gleichung (2) wiederum nach x, so erhält man die zweite Ableitung:

$$y'' = 2f'(x) + 4f''(a - 2x) \qquad (2a)$$

oder, da $a - 2x = x$ ist,

$$y'' = 6f''(x) \qquad (2b)$$

$f'(x)$ bedeutet den Tangens des Winkels, den die geometrische Tangente zu einem Punkte der Kurve $f(x)$ mit der positiven Richtung der x-Achse bildet. Aus dem Verlauf der Kurve (Fig. 10) ist ersichtlich, daß der Tangens stets positiv ist und mit Wachsen von positivem x stets abnimmt. Somit muß die zweite Ableitung $f''(x)$ stets negativ sein, was bekanntlich beweist, daß hier ein Maximum ist.

Für $x = \frac{a}{3}$ ist also y = Maximum.

Und da $\alpha_m = a - x$ ist, so ist $\alpha_m = 2/3\,a$, woraus folgt, daß für $\frac{a_m}{x} = 2$ die Größe y = Maximum ist.

Bei konstanter Summe der Gleichstrom- und Wechselstromamperewindungen ist der Sekundärflux am größten, wenn das Verhältnis des zeitlichen Maximalwertes der Wechselstromamperewindungen zu den Gleichstromamperewindungen = 2 ist.

Graphische Konstruktion des maximalen Sekundärfeldes.

Bezeichnet man jetzt mit u und v die Amplitudenwerte und setzt den Wert von x aus Gleichung (3) in Gleichung (1) ein, so erhält man

$$(u - v)\,\text{max.} = F_{w2} = y\,\text{max.} = 3f\left(\frac{a}{3}\right) - f(a) \qquad (4)$$

Aus dieser Gleichung und der Feldkurve läßt sich für jeden ange-

nommenen oder gegebenen Wert von a der Maximalwert des sekundären Fluxes $F_{w3} = y$ max. graphisch konstruieren. Zieht man nämlich (Fig. 13), entsprechend dem Abstand $OA = \frac{a}{3}$ vom Nullpunkt die Gerade AB und dann die Gerade OB bis zum Schnitt C mit der Geraden ED, so ist, da $AB = f\left(\frac{a}{3}\right)$, $EC = 3$, $AB = 3f\left(\frac{a}{3}\right)$ und $ED = f(a)$, woraus:

$$y \text{ max.} \, EC - ED = CD \tag{5}$$

Wie wir bereits bewiesen haben, ist die Amplitude des ideellen Sekundärfeldes auf eine Drosselspule bezogen $= \frac{u-v}{2}$. Für die günstigste Verteilung von AW_g und AW_w ist also die Amplitude des Sekundärfeldes gleich

$$\frac{(u-v) \text{ max.}}{2} = \frac{y \text{ max.}}{2} = \frac{CD}{2} = PQ \tag{5 a}$$

wo Q die Strecke BD halbiert.

Noch eine einfachere Konstruktion von y max. erzielt man, wenn man beide Seiten der Gleichung (4) durch 3 dividiert. Es ist dann:

$$\frac{y \text{ max.}}{3} = f\left(\frac{a}{3}\right) - \frac{f(a)}{3}$$

Zieht man die Gerade OD, die AB in F schneidet, so sieht man ohne weiteres, daß

$$\frac{y \text{ max.}}{3} = BF$$

ist.

Bei einer gewöhnlichen Anordnung von Drosselspulen würden a Amperewindungen ein Feld von der Amplitude ED erzeugen u. zw. in jeder einzelnen Drosselspule, während hier das Feld PQ in zwei Drosselspulen erzeugt wird. Das Verhältnis $\frac{PQ}{2ED}$ gibt daher ein Bild von der Verminderung des nützlichen Feldes in einen stationären Frequenzumformer gegenüber einer gewöhnlichen Drosselspule von derselben Größe und derselben Summe a der Amperewindungen für eine Drosselspule.

Das dem maximalen Sekundärfeld entsprechende Primärfeld.

Es ist nach vorigem der Amplitudenwert des ideellen Primärfeldes.

$$F_{w1} = (u + v)\,\text{max.}$$

$$u = 2f\left(\frac{a}{3}\right)$$

$$v = f(a) - f\left(\frac{a}{3}\right)$$

woraus:

$$(u + v)\,\text{max.} = F_{w1} = f(a) + f\left(\frac{a}{3}\right) \tag{6}$$

oder (s. Fig. 13)

$$(u + v)\,\text{max.} = AB + DE = 2QR$$

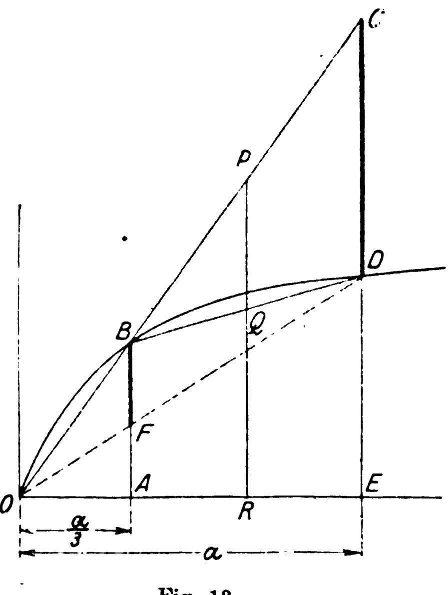


Fig. 13.

Verhältnis der sekundären zu der primären Spannung.

Interessant ist das Verhältnis $\frac{e_2}{e_1}$ der primären zu der sekundären Spannung bei dem vorher gefundenen günstigen Verhältnis der Wechselstrom- zu der Gleichstromamperewindung.

Da nach vorigem die Amplitude des ideellen Sekundärfeldes =

$\frac{(u-v)_{(max)}}{2}$ und die des ideellen Primärfeldes $= (u+v)$ max. ist, so kann man allgemein schreiben:

$$\left.\begin{aligned} e_2 &= \sigma_2 \cdot K_2 \cdot \frac{(u-v)\,\text{max.}}{2} \sim_2 \cdot Z_2 \cdot 10^{-8} \\ e_1 &= \sigma_1 \cdot K_1 \cdot (u+v)\,\text{max.} \sim_1 \cdot Z_1 \cdot 10^{-8} \end{aligned}\right\} \quad (7)$$

wobei

σ_1, σ_2 = Streuungskoeffizienten,
K_1, K_2 = Formfaktoren der Spannungskurven,
$\sim_1, \sim_2$ = Periodenzahlen,
Z_1, Z_2 = Wechselstromwindungszahlen für die Drosselspule,

und da $\sim_2 = 2 \sim_1$ ist, ferner:

$$\frac{(u-v)\,\text{max.}}{2} = P\,Q$$

$$(u+v)\,\text{max.} = 2\,Q\,R$$

so bekommt man für das Verhältnis der Spannungen für die Windung:

$$\frac{e_2/Z_2}{e_1/Z_1} = \sigma \cdot \frac{K_2}{K_1} \cdot \frac{P\,Q}{Q\,R} \quad (8)$$

Setzt man in Gleichung (7) und (8) statt $(u-v)$ max. ihre Werte aus Gleichung (4) und (6) ein, und dividiert auf der rechten Seite Zähler und Nenner durch $\left(f\frac{a}{3}\right)$, so erhält man

$$\frac{\frac{e_2}{Z_2}}{\frac{e_1}{Z_1}} = \sigma \cdot \frac{3-\xi}{1+\xi} \cdot \frac{K_1}{K_2}$$

wobei

$$\xi = \frac{f(a)}{f\left(\frac{a}{3}\right)}$$

Ist also die Magnetisierungskurve einer Blechsorte gegeben, d. h. kennt man $f(a)$ und $f\left(\frac{a}{3}\right)$, so kann man sich ξ als Funktion von a und daraus auch eine Kurve für das Verhältnis $\frac{e_2/Z_2}{e_1/Z_1}$ als Funktion von a bilden.

Praktische Untersuchung.

Bezieht man sowohl die sekundäre wie die primäre Spannung auf die primäre Periodenzahl $\sim_1$, so kann man [s. Gleichung (7)] schreiben:

$$F_{w_1} = u + v$$
$$F_{w_2} = u - v$$

Will man statt der ideellen Felder die ideellen Sättigungen B', bzw. B'' einführen, und bemerkt, daß

$$F_{w_1} = B' Q$$
$$F_{w_2} = B'' Q$$

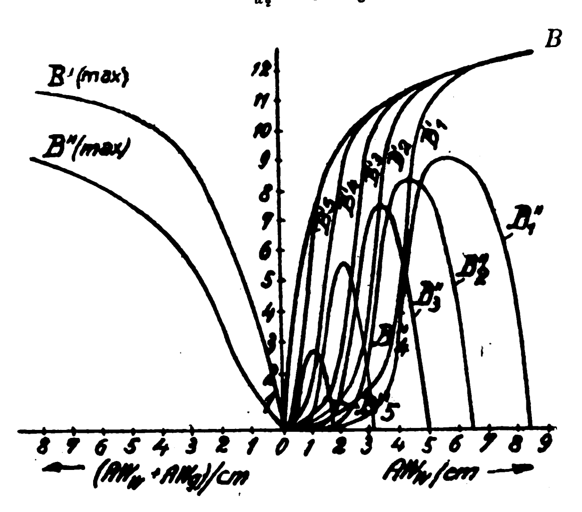


Fig. 14.

(Q = Eisenquerschnitt) und Q = konstant ist, so kann man bei entsprechender Änderung des Maßstabes auch schreiben:

$$\left. \begin{aligned} B' &= u + v \\ B'' &= u - v \end{aligned} \right\} \qquad (10)$$

Man kann ferner statt der Amperewindungen diejenigen für 1 cm Länge nehmen, da dieses ebenfalls nur eine Maßstabsänderung bedeutet.

Konstruiert man nun für eine bestimmte Blechsorte, deren Sättigungskurve die Kurve B in Fig. 14 sein mag, bei einem gegebenen konstanten Wert von $(AW_w + AW_g)$ pro Zentimeter, die Werte von B' und B'' nach Gleichung 10 als Funktion von AW_w/cm und wiederholt diese Konstruktion für verschiedene konstante Werte von

$(AW_g + AW_w)$/cm, so erhält man die Kurvenscharen B_1', B_2', B_3' ... bzw. B_1'', B_2'', B_3'' usw.

Man sieht, daß die letzteren tatsächlich ein Maximum bei $\frac{AW_w}{AW_g} = 2$ aufweisen, wie es auch die Theorie verlangt.

Trägt man die Scheitelpunkte der verschiedenen Kurven als Funktionen von $(AW_g + AW_w)$/cm auf, so bekommt man die Scheitelkurven $B'_{max.}$ und $B''_{max.}$.

Aus diesen Kurven kann man zu jeden gegebenen Wert von $(AW_g + AW_w)$/cm die höchsten damit erreichbaren Werte von B' und B'' finden.

Dem Verhältnis $\frac{AW_w}{AW_g} = 2$ entspricht der theoretische Maximalwert von B''. Es ist aber selbstverständlich, daß man sich in der Praxis nicht auf diesen Wert versteifen wird[1]).

Beziehung zwischen der Sekundärspannung e_2 und den primären Voltampereverbrauch.

Diese Beziehung findet man annähernd, wenn man B'' als Funktion von dem Produkte B' mal AW_w aufträgt.

In Fig. 15 sind diese Werte der Fig. 14 entnommen und als Kurven dargestellt, wobei die Bezeichnungen *a*, *b*, *c*, *d*, *e* den Indizes 1, 2, 3, 4, 5 der Fig. 14 entsprechen.

Man sieht, daß auch diese Kurven ein Maximum aufweisen. Sucht man für jede Kurve angenähert die zum Scheitelpunkt zugehörige Abszisse x_m und bildet für jede Kurve das Verhältnis $\frac{x_m}{x_0}$, wobei x_0 denjenigen Wert von $B' \cdot AW_w$ bedeutet, den man erhält wenn sämtliche gegebenen Amperewindungen durch Wechselstrom allein erzeugt werden, so findet man, daß dieser Wert zwischen 0,5 und 0,62 schwankt. Inwiefern dieses auch allgemein gilt, läßt sich indessen nichts Bestimmtes sagen.

---

1) Die Kurve B'' kann in gewissen Fällen (s. Lehmann, Elektrot. Ztschr.) auf einen großen Bereich sogar ganz horizontal verlaufen. Natürlich wird man dann den kleinsten Wert von AW_w nehmen, mit dem noch das Maximum von B'' erreichbar ist.

Es ist ferner klar, daß bei einem flachen Verlauf der B''-Kurve z. B. es zweckmäßiger sein wird, mit einem von dem Maximalwert abweichenden Wert von B'' sich zu begnügen, um dafür einen kleineren Wert von AW_w zu bekommen.

Günstige Wahl der Summe $(A W_g + A W_w)$ für 1 cm Länge. (D.R.P. 283 235 der A.E.G.)

Aus den Kurven Fig. 14 ist ersichtlich, daß im allgemeinen für einen gegebenen Wert von B'' der Wechselstrom bzw. Magnetisierungsstrom am kleinsten ist, je kleiner dabei die Summe von $(A W_g + A W_w)$/cm ist. Dasselbe ist ersichtlich aus Fig. 15 auch für den Voltampereverbrauch. Andererseits würde es eine Vergeudung von Amperewindungen heißen, wenn wir bei einer gegebenen Gesamt-

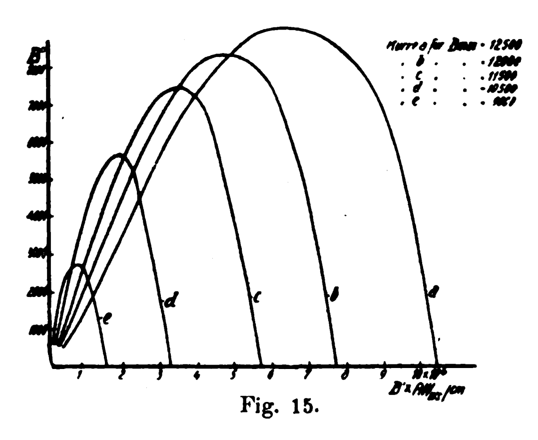


Fig. 15.

summe von Amperewindungen sie nicht voll ausnützen, d. h. nicht den höchsten mit denselben erreichbaren Wert von B'' erzielen.

Daraus ergibt sich im allgemeinen folgende Regel: **Für den kleinsten Magnetisierungsstrom bzw. Voltampereverbrauch und gleichzeitiger guter Ausnützung der Gesamtamperewindungen wählt man die Summe der Gleichstromamperewindungen so, daß der mit dieser Summe erreichbare Höchstwert der Sekundärsättigung B'' den aus anderen Rücksichten angenommenen oder gegebenen Wert von B'' angenähert gleich ist.**[1])

1) Wie H. Lehmann (Elektrot. Ztschr.) bewiesen hat, liegen, genau genommen, die zu gegebenen Werten von B_i'' gehörenden kleinsten Werte von primärer Wechselstrom-Amperwindungen und primärem Voltampereverbrauch nicht auf der Scheitel- sondern auf der Umhüllungskurve der Kurvenschar B_1', B_2'', B_3'' usw., bzw a, b, c, d usw.

In der angegebenen Regel müßte es also, streng genommen, statt „Höchstwert der Sättigung B" heißen: Berührungspunkt mit der Umhüllungskurve einer Kurvenschar $f[B, A W_w, (A W_w + A W_g)]$ Indessen sind die betreffenden Sättigungswerte B'' entweder einander gleich oder nur wenig voneinander verschieden, so daß es praktisch auf dasselbe herauskommt.

Übersicht.

Nach einem Überblick über die wichtigsten Formen der Frequenzverdoppler, wobei gezeigt wird, wie sich eine Form aus der anderen in einfacher Weise ableiten läßt, und worin sie sich hauptsächlich unterscheiden, wird eine Theorie des Frequenzverdopplers entwickelt. Diese unterscheidet sich von der bekannten dadurch, daß statt die Felder der einzelnen Drosselspulen zu untersuchen, um dann sie zu addieren, der Begriff von Ersatzfeldern, d. h. primären und sekundären ideellen Wechselfeldern bzw. Wechselfeldsättigungen eingeführt wird, durch deren Änderung die primäre bzw. sekundäre Spannung entsteht. Der Frequenzverdoppler wird also auf den Fall einer gewöhnlichen Drosselspule zurückgeführt.

Es wird gezeigt, daß bei gegebener Gesamterregung (Gleich- und Wechselstrom) des Frequenzverdopplers für ein gewisses Verhältnis der Gleich- und Wechselstromamperewindungen ein Maximum des Sekundärfeldes erreicht wird. Ferner wird eine Regel für die Wahl der Gesamterregung angegeben. Zur Bestimmung des maximalen Sekundärfeldes wird eine einfache graphische Lösung angegeben.

(Eingesandt 24. Juni 1918.)

Adresse des Autors: Oberingenieur Mendel Osnos, Berlin-Wilmersdorf, Konstanzerstraße 50.

Charakteristische Kurven des statischen Frequenzverdopplers.

Von **M. Osnos.**

Der Frequenzverdoppler ist in erster Linie ein Transformator, im gewissen Sinne aber auch eine Synchronmaschine, da zur Erzeugung einer Nutzspannung er vor allem Gleichstromerregung nötig hat. Man ersieht daraus, daß der Frequenzverdoppler mindestens sämtliche charakteristischen Kurven des gewöhnlichen Transformators und der Synchronmaschine aufweisen muß. Es ist nun erwünscht, diese Kurven aus dem Entwurf oder aus gewissen Annahmen vorauszubestimmen.

Eine Art bzw. Schar dieser Kurven haben wir bereits im vorangehenden Aufsatz, behandelt. Sie beruht auf der Annahme einer bestimmten Zahl Gesamtamperewindungen (Gleich- und Wechselstrom) für die Längeeinheit als eine konstante Größe. Hier sollen nun zwei andere auf anderen Annahmen beruhende Kurvenscharen abgeleitet werden.

Die Gleichung (7) des erwähnten Aufsatzes lautet:

$$e_1 = \sigma_1 K_1 (u - v)_{\max.} Q \sim_1 Z_1 10^{-8} \qquad (1)$$

$$e_2 = \sigma_2 K_2 \frac{(u - v)_{\max.}}{2} Q_2 \sim_2 Z_2 10^{-8} \qquad (2)$$

wenn die Indizes 1 und 2 auf die primäre bzw. sekundäre Seite des Verdopplers sich beziehen, e = Spannungen, σ = Streukoeffizienten, K = Formfaktoren der Spannungskurven, $\sim$ = Periodenzahlen, Z = Windungszahlen, Q = magnetischen Querschnitt, u und v die größten Sättigungsschwankungen des resultierenden Feldes in den einzelnen Teilen des Verdopplers bedeuten, d. h. (s. Figur 1) die Abweichungen in den Sättigungen des resultierenden Feldes von der Gleichstromsättigung B_0, in dem Moment, wo der Wechselstrom seinen zeitlich größten Wert erreicht.

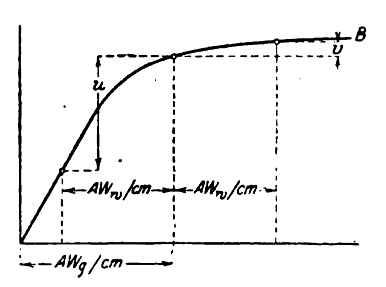


Fig. 1.

Wie aus dem Aufbau dieser Gleichungen ersichtlich und worauf ebenfalls in dem erwähnten Aufsatz aufmerksam gemacht wurde, kann man die Größe $(u + v)_{\max.}$ als die maximale Sättigung B' eines ideellen, im primären Stromkreise mit der Periode $\sim_1$ schwankenden Wechselfeldes, und die Größe $\left(\frac{u - v}{2}\right)_{\max.}$ als die maximale Sättigung B'' eines ideellen, im sekundären Stromkreis des Verdopplers mit der Periode $\sim_2$ schwankenden Wechselfeldes auffassen. Wir gehen nun zu folgenden zwei weiteren Annahmen über.

1. Annahme: Die primäre Sättigung $B' = u + v$ ist als konstant gegeben. Diese Annahme ist von besonderem Interesse, weil sie dem am meisten in der Praxis vorkommenden Fall angenähert entspricht, nämlich dem einer primär zugeführten konstanten Spannung.

Die Aufgabe, die wir uns dabei stellen wollen, ist folgende: Bei konstantem Wert von $(u + v) = B'$ soll der Verlauf der Kurven $u - v = 2B''$ und AW_W/cm als Funktionen der Gleichstromamperewindungen AW_g/cm konstruiert werden.

Bezeichnen wir (s. Figur 1) der Kürze halber

$$AW_g/\text{cm} = x$$
$$AW_w/\text{cm} = y$$

so ist

$$u = f(x) - f(x - y)$$
$$v = f(x + y) - f(x)$$

woraus

$$u + v = f(x + y) - f(x - y)$$

und

$$u - v = 2f(x) - \{f(x + y) + f(x - y)\}$$

oder

$$\frac{u - v}{2} = f(x) - \left\{\frac{f(x + y) + f(x - y)}{2}\right\}$$

Fig. 2.

Setzt man in diese Gleichungen statt $f(x + y)$ und $f(x - y)$ die betreffenden Strecken aus Figur 2 ein, so ist

$$\underline{u + v = PP'}$$

$$\underline{\frac{u - v}{2} = 0\,M'}$$

Zieht man durch P die Gerade $P''Q$ bis zum Schnitt mit PP', so ist $PR = 2PM'$, woraus

$$\underline{u - v = PR}$$

Soll nun $PP' = (u + v) =$ konstant sein, so muß sich der Punkt P' auf einer parallelen Kurve $O'B'$ im konstantem Abstand $u + v$

von der Kurve OB bewegen. Daraus ergibt sich folgende Konstruktion für unsere Annahme:

Zu der Sättigungskurve OB ziehe man eine parallele Kurve $O'B'$ im Abstand $OO' = u + v =$ konstant, nimmt einen beliebigen Punkt P auf die Kurve OB an, zieht die Vertikale PP' und die Horizontale $P'P''$, und bestimmt den Mittelpunkt M der Strecke $P'P''$. Dann ist

$$\underline{MP' = y = AW_{w}/\text{cm}}$$

und die Abszisse von M

$$\underline{OE = x = AW_{g}/\text{cm}}$$

Man ziehe ferner die Gerade $P''Q$ bis zum Schnitt R mit PP' und findet

$$\underline{PP = u - v = 2B''}$$

Man wiederhole nun diese Konstruktion für mehrere Punkte P und zeichne aus den entsprechenden Werten von B'' und y die gesuchten Kurven. Ein anderer Wert von $(u + v)$ ergibt eine andere parallele Kurve $O'B'$ und andere Kurven B'' und y. Auf diese Weise sind die Kurvenscharen B'' und y der Figur 3 für einen ausgeführten Verdoppler gefunden, dessen Sättigungskurve durch die Figur 4 dargestellt ist und zwar für $B' = 10\,000$, $14\,000$ und $16\,000$.

Bemerkenswert ist dabei der fast horizontale Verlauf der B''-Kurven und der fast geradlinige Verlauf der y-Kurven für größere Werte von AW_g/cm.

In Figur 6 sind die B''-, und in Figur 6a die y-Kurven für normale Transformatorenbleche und für $B' = 20 \cdot 10^3$, $15 \cdot 10^3$, $12 \cdot 10^3$ und $10 \cdot 10^3 =$ konstant aufgetragen.

Die Sättigungskurve dieser Bleche mit Berücksichtigung des normalen Luftweges ist in Figur 5 dargestellt. Auch hier ist der Verlauf der B''-Kurven ein ähnlicher wie in Figur 3.

Angenäherte Gleichung der B''-Kurven.

In der E. u. M., 1916, habe ich ein Verfahren angegeben, um in einfacher Weise die angenäherte Gleichung der normalen Sättigungskurven zu bestimmen. Da der Verlauf der B''-Kurven sehr ähnlich der der Sättigungskurve ist, so lag es nahe, das Verfahren auch der B''-Kurve zu versuchen.

In der Tat, bildet man das Produkt $B'' \cdot x$ (wo $x = AW_g/\text{cm}$ ist) und trägt dieses Produkt wiederum als Funktion y von x in recktwinkligen Koordinaten auf, so verläuft die neue Kurve in weiten Grenzen geradlinig. Es ist also angenähert

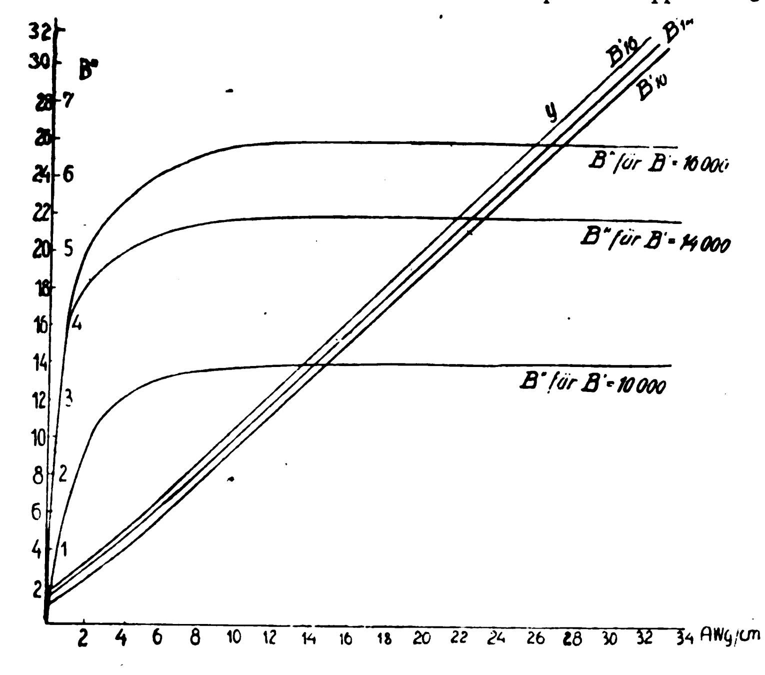

B"
B'10
B'14
B'10
y
B" für B' = 16000
B" für B' = 14000
B" für B' = 10000
AWg/cm

Fig. 3.

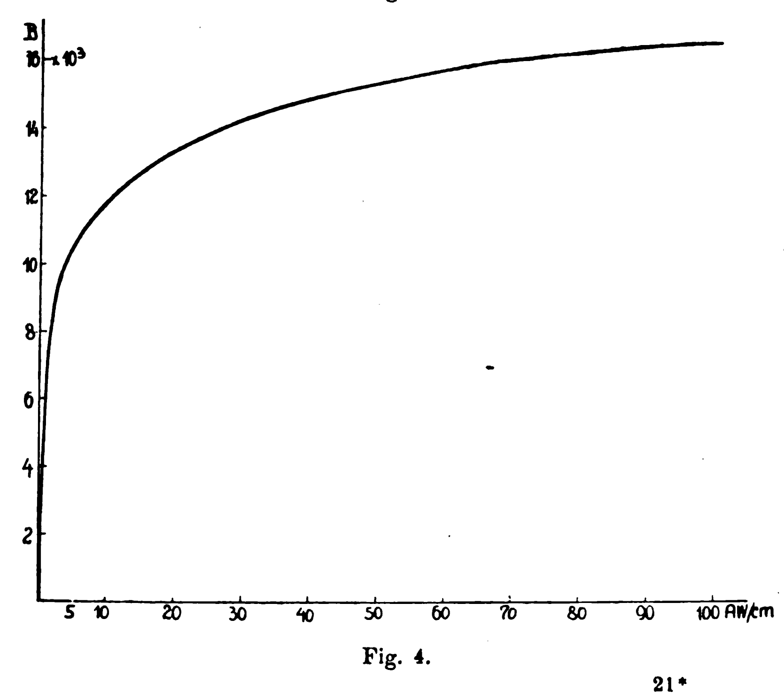

B
× 10³
AW/cm

Fig. 4.

$$y = B'' x = \beta x - \gamma \tag{1}$$

wo B'' in 10^3-Einheiten ausgedrückt, β und γ konstante Größen sind. Daraus ergibt sich

$$\underline{B'' = \beta - \frac{\gamma}{x}} \tag{2}$$

als angenäherte Gleichung der B''-Kurve.

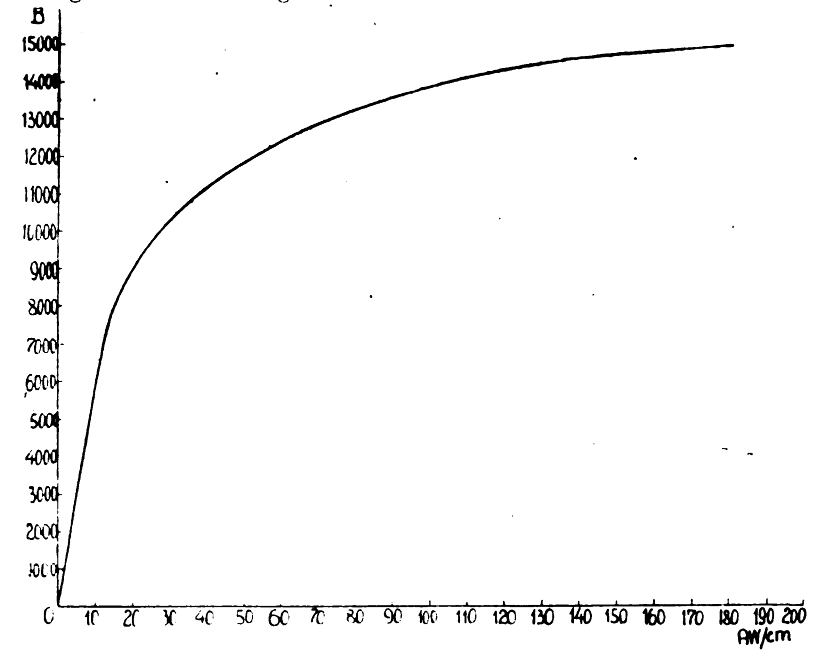


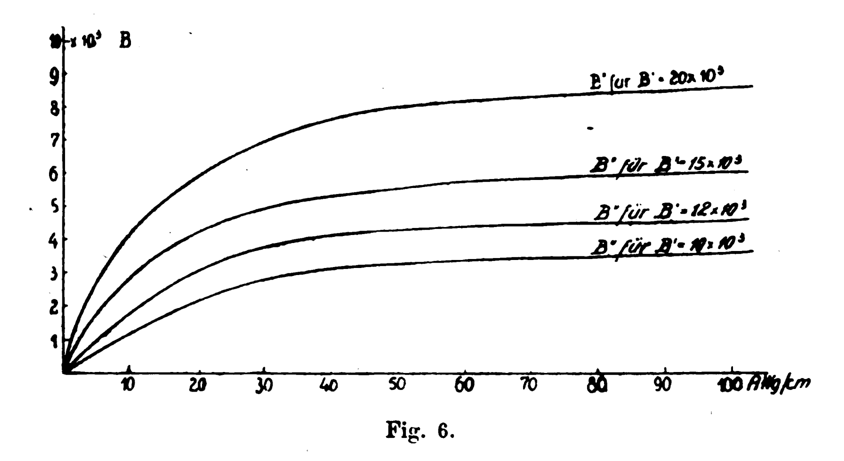
Fig. 5.

In Figur 7 sind nun die Produkte $B'' \cdot x$ als Funktionen von x für $B' = 20 \cdot 10^3$, $15 \cdot 10^3$, $12 \cdot 10^3$ und $10 \cdot 10^3$ aufgetragen und man sieht den geradlinigen Verlauf in weiten Grenzen bestätigt.

Eine nähere Untersuchung der Geraden ergibt folgende Gleichungen für B'':

$B' = 20$	15	12	10
$2B'' = \overset{\beta}{9{,}35} - \frac{\overset{\gamma}{70}}{x}$	$\overset{\beta}{6{,}55} - \frac{\overset{\gamma}{49}}{x}$	$\overset{\beta}{5{,}0} - \frac{\overset{\gamma}{38}}{x}$	$\overset{\beta}{3{,}86} - \frac{\overset{\gamma}{29}}{x}$

Es lag nun die Frage nahe, ob es nicht auch eine einfache Beziehung zwischen der konstanten β und γ der Geraden und die Größe



x 10³ B
B'' für B' = 20 x 10³
B'' für B' = 15 x 10³
B'' für B' = 12 x 10³
B'' für B' = 10 x 10³
AW/cm

Fig. 6.

Fig. 6a.

von B' gebe. Ein Blick auf Figur 7 lehrt uns, daß sämtliche Geraden die x-Achse in einem und demselben Punkt A schneiden. Der

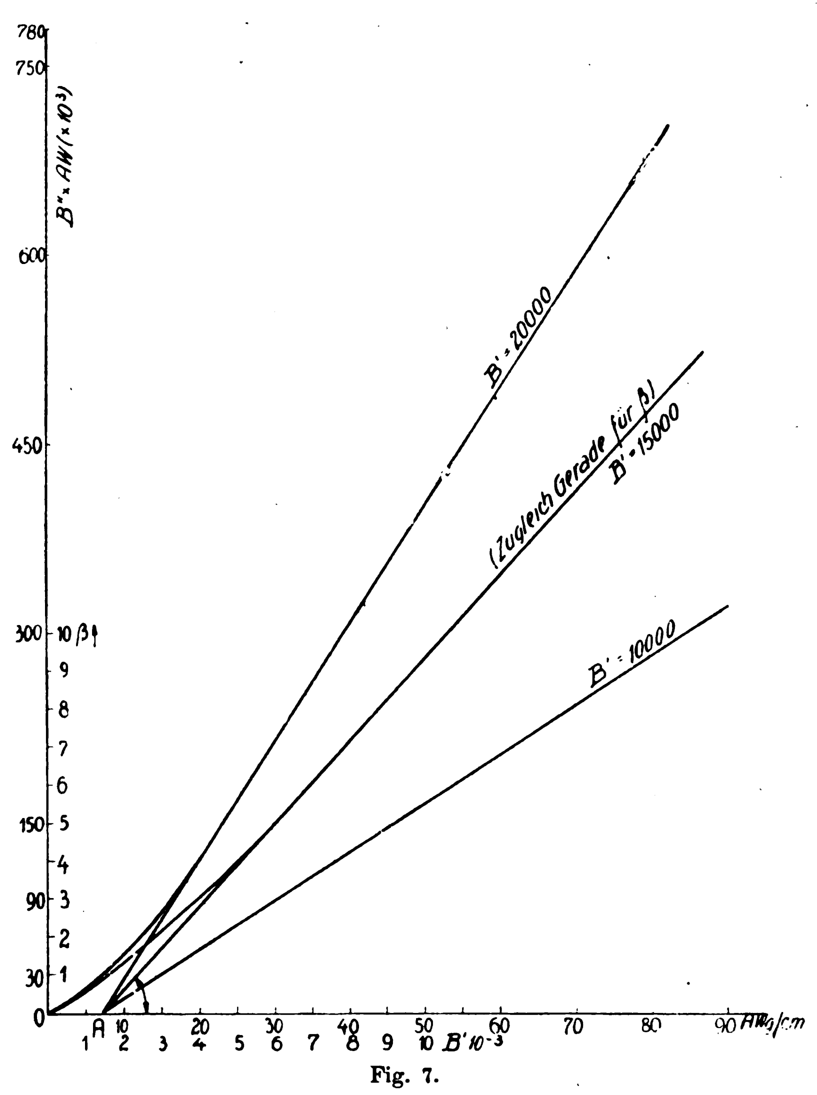


Fig. 7.

Abschnitt OA auf der x-Achse ist aber nach Gleichung (1) gleich $\frac{\gamma}{\beta}$, somit ist dieses Verhältnis für die gegebene Blechsorte unabhängig

von B', bzw. = einer konstanten Größe, die ein für allemal bestimmt werden kann. Es genügt also, eine Beziehung zwischen β und B' zu finden, um die Gleichung der Geraden nebst den Konstanten zu bestimmen. Zu diesem Zweck sind in Figur 7 die verschiedenen Werte aus der obigen Tabelle als Funktion von $B'/2$ aufgetragen, und es fand sich in überraschender Weise, daß diese Funktion wiederum eine Gerade darstellt, die beim angenommenen Maßstabe zufälligerweise mit der Geraden $B'' \cdot x$ für $B' = 15 \cdot 10^3$ zusammenfällt. Die Gerade ergibt die Gleichung

$$\beta = (B'/2 - 1{,}5)\,1{,}1 \tag{3}$$

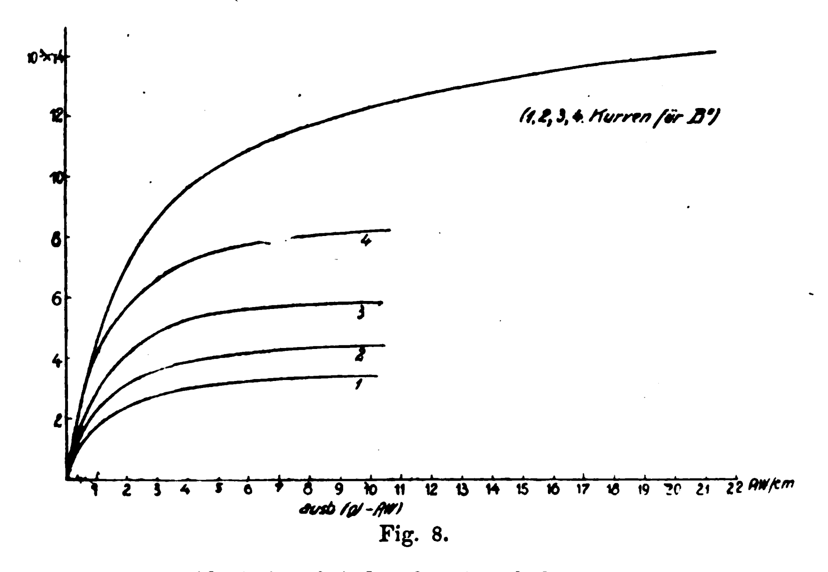


Fig. 8.

Aus dem Abschnitt OA der Geraden findet man

$$\frac{\gamma}{\beta} = 7{,}5 = \text{konstant} \tag{4}$$

woraus sich die vollkommene Gleichung der Geraden ergibt:

$$B'' \cdot x = 1{,}1\,(B'/2 - 1{,}5)(1 - 7{,}5) \tag{12}$$

und daraus die allgemeine Gleichung der $2B''$-Kurve

$$B'' = 1{,}1\,(B'/2 - 1{,}5)\left(1 - \frac{7{,}5}{x}\right) \tag{13}$$

(gültig von $25\,AW_g/\text{cm}$ an) wo B' und B'' in 10^3-Einheiten gemeint sind.

In Figur 8 ist eine Sättigungskurve für legierte Bleche (0,35 mm) nach dem elektrotechnischen Kalender 1915 wiedergegeben und aus dieser sind die B''-Kurven für verschiedene Werte von B' = konstant nach obigem Verfahren bestimmt. Eine in ähnlicher Weise wie vorher ausgeführte Analyse der Kurven ergab folgende Tabelle:

$B'/2 =$ 4,0	5,0	6,0	7,5	10
$B'' = \overset{\beta}{2{,}7} - \frac{\overset{\gamma}{1{,}75}}{x}$	$\overset{\beta}{3{,}65} - \frac{\overset{\gamma}{2{,}3}}{x}$	$\overset{\beta}{4{,}7} - \frac{\overset{\gamma}{3{,}1}}{x}$	$\overset{\beta}{6{,}2} - \frac{\overset{\gamma}{3{,}7}}{x}$	$\overset{\beta}{8{,}76} - \frac{\overset{\gamma}{5{,}7}}{x}$

wobei x wiederum $= A\,W_g/\text{cm}$ ist.

Der Durchschnittswert von $\frac{\gamma}{\beta}$ ist nach dieser Tabelle = zirka 0,65 und für β ergibt sich angenähert die Gleichung

$$\underline{\beta = B'/2 - 1{,}3}$$

woraus für diese Sättigungskurve die allgemeine Gleichung lautet:

$$\underline{B'' = (B'/2 - 1{,}3)\left(1 - \frac{0{,}65}{x}\right)} \tag{14}$$

(gültig von 20 $A\,W_g$/cm an).

Bemerkung. Der Vollständigkeit halber seien noch die angenäherten Gleichungen der oben erwähnten Sättigungskurven selbst angegeben:

Sättigungskurve Figur 4:
$$\begin{cases} B = 13{,}2 - \frac{13{,}2}{x} \text{ (gültig von } B = 8 \cdot 10^3 \text{ bis } B = 12 \cdot 10^3) \\ B = 16{,}5 - \frac{57}{x} \text{ (gültig von } B = 12{,}5 \text{ bis } B = 16 \cdot 10^3) \end{cases}$$

Sättigungskurve Figur 5:
$$\begin{cases} B = 13{,}5 - \frac{82}{x} \text{ (gültig von } B = 7 \cdot 10^3 \text{ bis } B = 12 \cdot 10^3) \\ B = 16{,}1 - \frac{210}{x} \text{ (gültig von } B = 12 \cdot 10^3 \text{ bis } B = 15 \cdot 10^3) \end{cases}$$

Sättigungskurve Figur 8:
$$\begin{cases} B = 15{,}4 - \frac{31}{x} \text{ (gültig von } B = 11{,}5 \cdot 10^3 \text{ bis } B = 13 \cdot 10^3) \\ B = 16{,}5 - \frac{49}{x} \text{ (gültig von } B = 13 \cdot 10^3 \text{ ab)} \end{cases}$$

2. Annahme: Die Gleichstromerregung ist gegeben.

Da nach Gleichungen (1) und (2) die Größen $(u + v)$ und $(u - v)$ bzw. B' und B'' den zeitlichen Mittelwert der Spannungen pro Win-

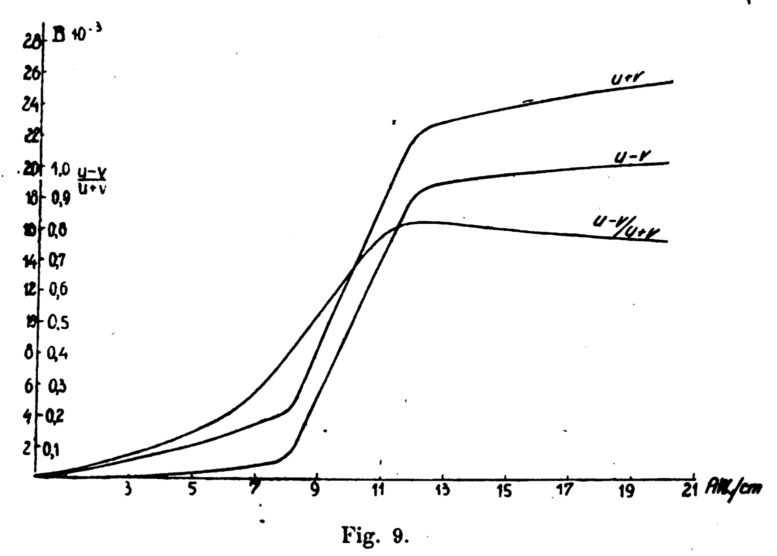


Fig. 9.

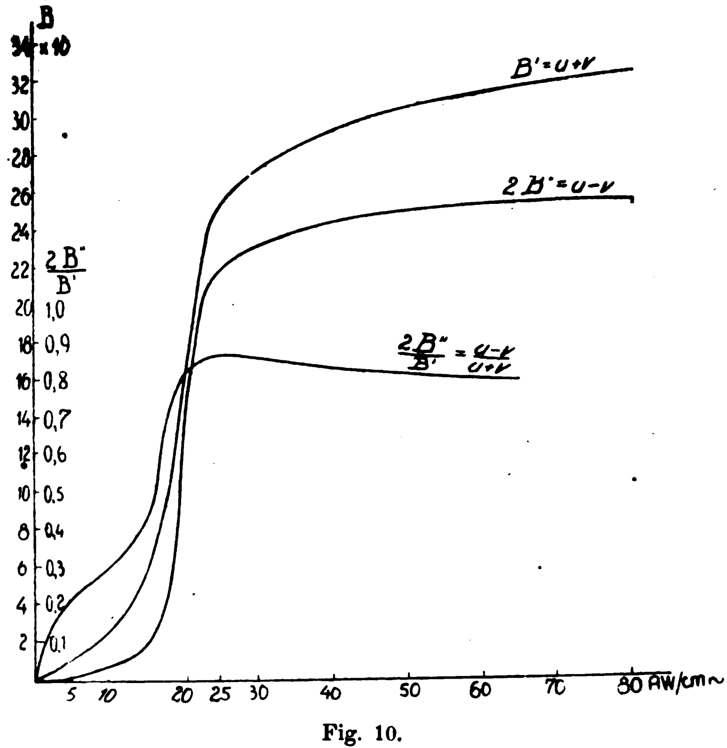


Fig. 10.

dungen unseres Frequenzverdopplers proportional sind, so veranschaulichen die Kurven B'' und B' gleichzeitig auch den Verlauf des zeitlichen Mittelwertes der Spannungen $\overline{e'}$ und $\overline{e''}$ und das Verhältnis $\frac{B''}{B'}$ ergibt den entsprechenden Wert von $\frac{\overline{e''}}{\overline{e'}}$.

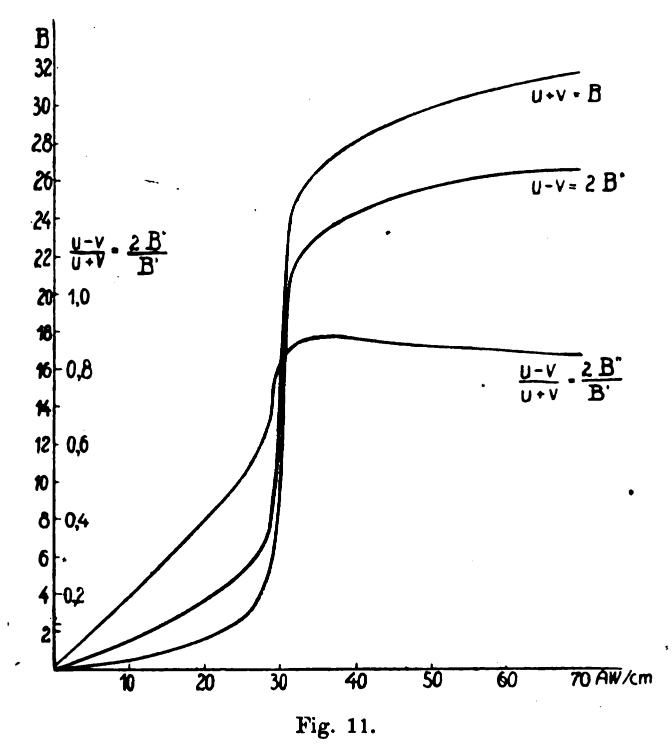


Fig. 11.

Die Figuren 9—11 veranschaulichen den Verlauf von $2B''$, B' und $\frac{2B''}{B'} = \frac{\overline{e''}}{\overline{e'}}$ als Funktionen der AW_w/cm für eine ausgeführte Drosselspule, deren Sättigungskurve in Figur 8 dargestellt ist. Die als konstant angenommenen Werte der AW_g/cm sind entsprechend = 10, 20 und 30.

Die Konstruktion der Kurven ist ziemlich einfach: Auf beiden Seiten der angenommenen AW_g/cm trägt man einen beliebigen Wert von AW_w/cm, sucht aus der Sättigungskurve die entsprechenden Werte von u und v, findet aus diesen die Werte $u + v = B'$, $u - v = 2B''$

und $\frac{u-v}{u+v} = \frac{e''}{e'}$ und trägt sie als Funktionen der entsprechenden AW_w/cm auf.

Eine zum Ziele rascher führende Konstruktion ist (s. Figur 12) folgende. (Eine ähnliche ist bereits im Lahmeyer D. R. P. 149 761 von Epstein angegeben.)

Zu dem Punkte P der Sättigungskurve, der dem konstant angenommenen Wert von AW_g/cm entspricht, legt man zu dem ursprünglichen Koordinatensystem (x, y) ein paralleles System (x', y'),

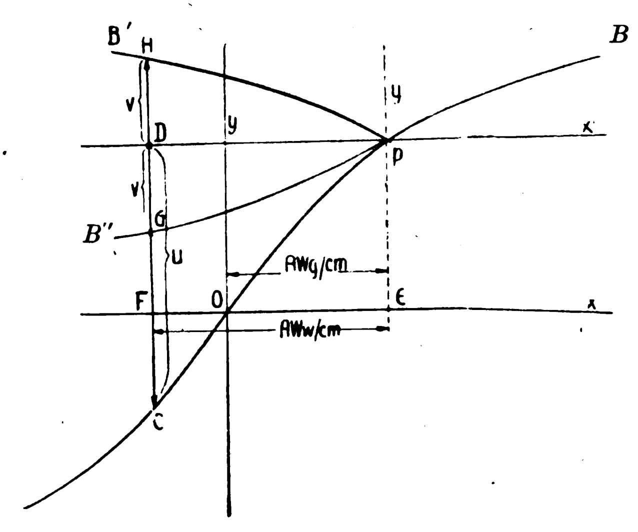


Fig. 12.

konstruiert PB' als Symmetriekurve zu PB in bezug auf die y'-Achse und PB'' als Symmetriekurve zu PB' in bezug auf die x-Achse. Trägt man nun vom Punkte E ab einen beliebigen Wert von $AW_w/\text{cm} = EF$ und zieht die Senkrechte AF, so ist $DG = AD = v$ und $DC = u$; somit ist $AC = u + v$ und $GC = u - v$.

Für andere Werte von AW_g/cm wiederholt man die Konstruktion.

Wie aus der Figur 9—11 ersichtlich, steigen nun, wie auch zu erwarten war, die Kurven B' und $2B''$ mit Wachsen von AW_w/cm immer mehr an, während das Verhältnis $\frac{2B''}{B'}$ für einen bestimmten Wert von AW_w/cm ein Maximum aufweist. Dieser Wert liegt bei allen unseren Kurven in der Nähe von

$$A\,W_w/\text{cm} = 1{,}2\,A\,W_g/\text{cm}$$

Genau läßt sich dieser Punkt für jede Kurve auf folgendem analytisch-graphischem Wege bestimmen. Wir bezeichnen den Wert von $\frac{e''}{e_1}$ mit y und es ist demnach

$$y = \frac{e''}{e_1} = \frac{u-v}{u+v} = f(u, v)$$

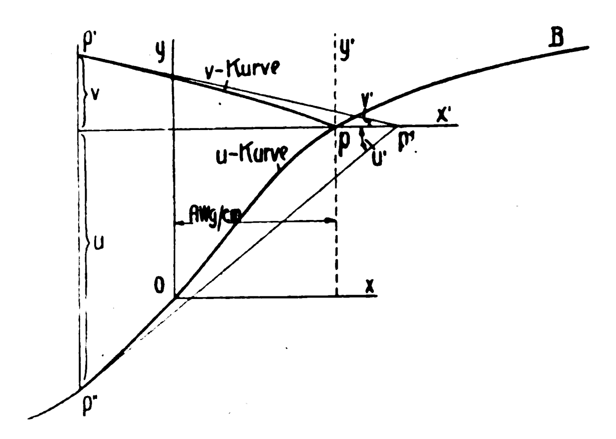


Fig. 13.

wo u und v Funktionen der $A\,W_w/\text{cm}$ sind, die wir mit x bezeichnen. Differenziert man y nach x, so ergibt sich:

$$y = \frac{\partial f}{\partial u} \cdot \frac{du}{dx} + \frac{\partial f}{\partial v} \cdot \frac{dv}{dx} = \frac{(u+v)-(u-v)}{(u+v)^2} \cdot \frac{du}{dx}$$

$$+ \frac{-(u+v)-(u-v)}{(u+v)^2} \cdot \frac{dv}{dx} = \frac{2v}{(u+v)^2} \cdot u' - \frac{2u}{(u+v)^2} \cdot v'$$

Setzt man diesen Wert = Null, so erhält man:

$$v\,u' - u\,v' = 0$$

D. h. für den maximalen Wert von $\frac{u-v}{u+v}$ muß die Gleichung bestehen:

$$\frac{u}{v} = \frac{u'}{v'}$$

Dieses ergibt eine einfache Konstruktion zur Auffindung des maxi-

malen Punktes, für jeden angenommenen Wert von $A W_g/\text{cm}$, wenn die Sättigungskurve gegeben ist.

Durch den Punkt P der Sättigungskurve (s. Figur 13), der dem angenommenen Wert von $A W_g/\text{cm}$ entspricht, legt man wiederum ein zu x, y paralleles Achsensystem x', y' und konstruiert den Zweig PP' symmetrisch zum Zweig PB in bezug auf die Achse y'. Dann kann man in neuem System den Ast PP' als die v-Kurve und den Ast PP'' als die u-Kurve betrachten.

Man sucht nun auf der Geraden x' einen Punkt P_1 so auf, daß die Tangenten von ihm aus die Kurven u, v in übereinander senkrecht stehenden Punkten P', P' berühren. Dann ist, wie aus der Figur 12 ersichtlich, für die Punkte P'', P' die Gleichung (12) erfüllt, und die gesuchten Werte von $(u + v)$ und $(u - v)$ sind bestimmt. Den Punkt P_1 findet man leicht nach einigem Probieren.

Zum Schluß möchte ich Herrn Dr. Julius Levy für die Beihilfe bei der Analyse der B''- und y-Kurven meinen besten Dank aussprechen.

(Eingesandt 21. Juni 1918.)

Referate.

Leon Bouthillon, Über die Verwendung von Gleichstrommaschinen zur Speisung von Senderkondensatoren und die neuen funkentelegraphischen Einrichtungen der französischen Post- und Telegraphenverwaltung. (Proceedings of the Institute of Radio Engineers. Vol. 5. Nr. 3. S. 199—232. Juni 1917.)

In der vorliegenden Arbeit beschäftigt sich der Verfasser mit der Theorie eines neuen von der französischen Post- und Telegraphenverwaltung eingeführten Systems zur Erzeugung schneller elektrischer Schwingungen für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie. Für die Ladung des Senderkondensators wird dabei hochgespannter Gleichstrom benutzt, der einem oder mehreren in Reihe geschalteten Generatoren entnommen wird. Als Funkenstrecke im Schwingungskreis ist die schon früher von Marconi viel benutzte „rotierende“ gewählt worden, da sie in der Anordnung des neuen Systems, wie der Verfasser zeigt, der „festen“ gegenüber eine Reihe von Vorzügen besitzt, die ein sicheres Arbeiten der Anlage gewährleistet.

Ausgehend von einem geschichtlichen Überblick über die bisher

bekannt gewordenen Verwendungsarten von Gleichstromquellen zur Ladung von Senderkondensatoren, werden dann im ersten Teil der Arbeit die Vorgänge theoretisch untersucht, die sich im Ladekreis bei Anwendung von Gleichstrom abspielen.

Im zweiten Teil wird näher eingegangen auf die besonderen Bedingungen, die der zum Aufladen benutzte Generator erfüllen muß.

Der dritte Teil dient der Beschreibung der erforderlichen Apparatur und ihrer zweckmäßigsten Zusammensetzung, um ein möglichst einwandfreies Arbeiten der Anlage zu erzielen.

Ein Vergleich des neuen Systems mit denjenigen, die eine Wechselspannung zum Laden des Senderkondensators benutzen, zeigt schließlich die Überlegenheit des ersteren und rechtfertigt seine Einführung durch die französische Postverwaltung.

Einleitung.

Wenn man diejenigen drahtlosen Systeme außer acht läßt, die ungedämpfte Schwingungen mittels Gleichstromes erzeugen, wie die Lichtbogensysteme (Poulsen, de Forest, Blondel), die Systeme von Galetti und Marconi und sich nur auf die Systeme mit Funkenstrecken im engeren Sinne (gedämpfte Schwingungen) beschränkt, so findet man unter diesen bereits eine Anzahl, die schon seit längerer Zeit Gleichstrom zum Aufladen der Kondensatoren benutzen.

Marconi verwendet auf seinen transatlantischen Stationen Cliffden und Glacebay als Stromquelle eine Akkumulatorenbatterie von 6000 Zellen mit einer Gesamtspannung von 12000 Volt, die nötigenfalls noch durch Parallelschalten einer Dynamo auf 15000 Volt erhöht werden kann. Die Funkenstrecke im Schwingungskreis ist die bekannte „rotierende“.

Blondel und Brenot benutzten bei Versuchen mit drahtloser Telephonie auf dem Eiffelturm eine Gleichstrommaschine als Energiequelle in Verbindung mit einer festen Funkenstrecke.

Von Lepel, dessen Anordnung in Fig. 1 wiedergegeben ist, arbeitet mit einer ähnlichen Anordnung. Sie unterscheidet sich von der vorigen dadurch, daß parallel zur Funkenstrecke ein zweiter Schwingungskreis geschaltet wird, der den ausgesandten Zeichen einen musikalischen Ton gibt, dessen Höhe durch die Abmessungen des Parallelkreises bestimmt ist und der mit ihnen beliebig verändert werden kann.

Bei ihren Versuchen mit Vielfachtelegraphie benutzte die Compagnie Générale de Radiotélégraphie eine verwandte Anordnung. An Stelle

des einen Parallelkreises war eine ganze Reihe vorgesehen. (Nähere Angaben hierüber bei G. E. Petit und L. Bouthillon, La Télégraphie sans fil, 3. Ausgabe.)

I. Teil.

Ladung des Kondensators durch eine konstante elektromotorische Kraft und seine Entladung im Schwingungskreis. Erzeugung musikalischer Töne.

Die Untersuchung der Lade- und Entladungsvorgänge bezieht sich auf die Anordnung der folgenden Fig. 2. Die Gleichstrommaschine S erzeugt eine Spannung von E Volt, die über die Selbstinduktion L und den Widerstand R den Kondensator C auflädt. Der Schwingungs-

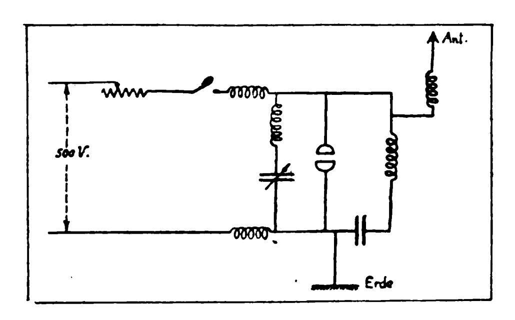


Fig. 1.

Fig. 2.

kreis, in dem die Entladung erfolgt, enthält außer dem Kondensator C eine Selbstinduktion L' und eine Funkenstrecke D, die entweder eine ruhende oder eine rotierende sein kann.

Bei der Untersuchung wird stets vorausgesetzt, daß einmal die Dauer des Funkens vernachlässigbar klein ist gegenüber der zum Aufladen des Kondensators erforderlichen Zeit und ferner, daß der Kondensator nach erfolgtem Funkenübergang vollständig entladen ist. Beide Voraussetzungen können praktisch als erfüllt angenommen werden.

Theorie der Ladung.

Zur Zeit t sei die Ladestromstärke i, die Spannung an den Belegungen des Kontensators v und seine Ladung q.

Die Differenzialgleichung des Ladekreises ist dann bekanntlich

$$L \frac{d^2 q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{q}{c} = E$$

Unter Berücksichtigung der Beziehungen zwischen v und q einerseits

und i und q andererseits und unter der gemachten Voraussetzung, daß nach Aufhören des Funkens die Spannung am Kondensator Null sein soll — die Größe des Ladestroms zu dieser Zeit sei gleich i_0 — liefert die Diff.-Gl. neben zwei anderen die für den vorliegenden Fall wichtigste Lösung

$$i = i_0 \, e^{-at} \frac{\sin \omega t + \mu}{\sin \mu}$$

$$v = E - i_0 L \omega \, e^{-at} \frac{\cos (\omega t + \mu - \Phi)}{\sin \mu \cos \Phi}$$

wo zur Abkürzung gesetzt worden ist:

$$a = \frac{R}{2L} \qquad \omega = \sqrt{\frac{1}{CL} - \frac{R^2}{4L^2}}$$

$$\frac{a}{\omega} = \operatorname{tg} \Phi \quad \text{und} \quad \frac{L \omega i_0}{E - L a i_0} = \operatorname{tg} \mu$$

(Es ist dieses die Lösung der Diff.-Gl. für den Fall, daß $\omega > 0$ ist. Nur hierbei kann praktisch ein genügend guter Wirkungsgrad der Anordnung erzielt werden.) Der Verlauf der Ladestromstärke und der Spannung am Kondensator erfolgt nach einer gedämpften Schwingung mit der Periode $\tau = \frac{2\pi}{\omega}$ und dem logarithmischen Dekrement $\delta = a \cdot T$.

Die Spannung v pendelt hin und her um den Wert E; sie nimmt Maximalwerte an, wenn die Bedingung erfüllt ist

$$\omega t = (2\varkappa + 1)\pi - \mu,$$

Minimalwerte, wenn

$$\omega t = 2\varkappa\pi - \mu \quad \text{ist.}$$

Aus obigen Gleichungen ergibt sich ferner

$$\frac{v}{E} = 1 \pm \frac{L \omega i_0}{E \sin \mu} e^{-at}$$

Durch Variation von i_0 erhält man eine Kurvenschaar. Gewisse Punkte sind allen diesen Kurven gemeinsam; ihre Lagen sind bestimmt durch die Beziehungen

$$\omega t = (2\varkappa + 1)\pi$$
$$v = E(1 + e^{-a(2\varkappa+1)\pi})$$

und

$$\omega t = 2\varkappa\pi$$
$$v = E(1 - e^{-\cdot 2\varkappa \cdot \pi})$$

Die folgende Figur zeigt den Verlauf der Größe $\frac{v}{E}$ als Funktion von

$\frac{L\,\omega\,i_0}{E}$ und zwar ist für Kurve I $\frac{L\,\omega\,i_0}{E} = \frac{1}{2}$; Kurve II $i_0 = 0$ und Kurve III $\frac{L\,\omega\,i_0}{E} = -\frac{1}{2}$;

In ganz ähnlicher Weise verläuft der Ladestrom, wie aus Figur 4 ersichtlich ist.

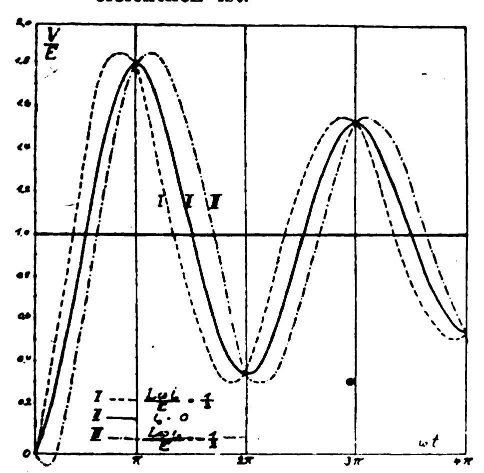


Fig. 3.

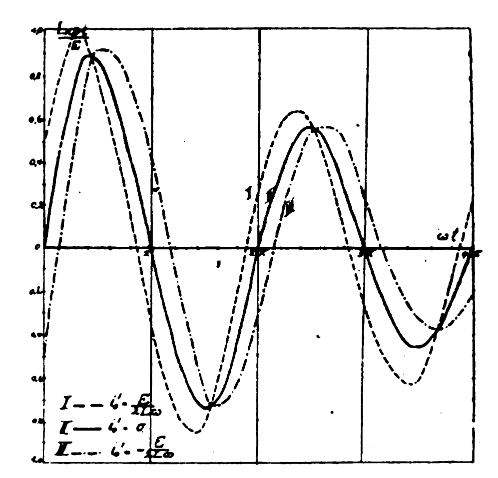


Fig. 4.

Die Stromstärke ist Null zu den Zeiten, wo die Spannung am Kondensator ihre Maximal- und Minimalwerte annimmt. Diese Werte werden erreicht zu Zeitpunkten, die sich ergeben aus der Beziehung

$$\omega t = (2\varkappa + 1) \cdot \frac{\pi}{2} - \mu - \Phi .$$

Wirkungsgrad der Ladung.

Für das Verhältnis der im Kondensator aufgespeicherten Energie zu der von der Maschine für die Aufladung notwendig gelieferten ergibt sich der Ausdruck

$$\gamma = \frac{1}{2}\,\frac{v}{E}$$

Dieser Ausdruck zeigt nun ohne weiteres, daß eine „aperiodische" Ladung des Kondensators praktisch nicht verwendbar ist, da hier die Spannung am Kondensator stets kleiner ist wie die Maschinenspannung und infolgedessen der Wirkungsgrad der Ladung kleiner als 50% ausfallen muß.

Toncharakter der Entladungen.

Damit die aufeinander folgenden Entladungen „tönend“ werden, sind zwei Bedingungen notwendig:

1. Die Funkenzahl pro Zeiteinheit muß zu allen Zeiten die gleiche sein. Dazu ist notwendig erforderlich, daß die zum Aufladen des Kondensators nötige Zeit stets die gleiche Größe beibehält.

2. Die Spannung an den Kondensatorbelegen wie auch die Ladestromstärke müssen zu Beginn jeder einzelnen Ladung stets denselben Wert erreichen oder wie man es auch ausdrücken kann: die Stromstärke muß während der ganzen Entladung konstant bleiben.

Funkenspannung und Wirkungsgrad bei „tönenden“ Entladungen.

Funkenspannung und Wirkungsgrad ändern sich mit der Entladungszahl d. h. der Tonhöhe.

Die Rechnung ergibt, daß beide Größen Maximalwerte annehmen, wenn die Bedingung erfüllt ist,

$$\tau = \frac{2\varkappa + 1}{2} T$$

(τ Ladezeit, T Periode der Ladeschwingung). Minimalwerte dagegen, wenn

$$\tau = k \cdot T$$

wird.

Das größte aller Maxima tritt ein für einen Wert von τ, der gleich $\frac{T}{2}$ ist, d. h. wenn pro Halbperiode der Ladeschwingung ein einziger Funken übergeht.

In diesem Falle ist die Größe der Spannung V gegeben durch den Ausdruck

$$V = E\left(1 + e^{-\frac{\delta}{2}}\right)$$

wo E die Spannung der Maschine und δ das logarithmische Dekrement der Ladeschwingung bedeuten. Der Wirkungsgrad wird hier

$$\gamma = \frac{1 + e^{-\frac{\delta}{2}}}{2}$$

Der größtmöglichste Wirkungsgrad tritt dann ein, wenn pro Halbperiode ein einziger Funkenübergang erfolgt.

Wie aus den obigen Ausdrücken hervorgeht, ändert sich der maximale Wirkungsgrad mit der Dämpfung des Ladekreises und zwar nimmt er ab, wenn letztere zunimmt, wie die folgende Tabelle zeigt, in der einige zusammengehörige Werte von γ und δ gegeben sind.

δ	γ
0,0	1,00
0,2	0,95
0,4	0,91
0,6	0,87
0,8	0,84
1,0	0,80
2,0	0,68

Wie werden Spannung und Wirkungsgrad beeinflußt durch Veränderung der Entldungsazahl τ? (τ von $\frac{T}{2}$ verschieden).

Für den Fall, daß die Dämpfung des Ladekreises Null oder sehr wenig davon verschieden ist, liefern unsere Formeln folgende Werte V und γ:

$$V = 2\,E$$
$$\gamma = 1$$

in Worten: für verschwindende Dämpfung erreicht die Kondensatorspannung den doppelten Wert der Maschinenspannung und der Wirkungsgrad ergibt sich zu $100\,^0/_0$.

Diese Werte sind unabhängig von der Entladungszahl. Sie haben indessen nur theoretische Bedeutung, da es praktisch unmöglich ist, einen widerstandslosen Ladekreis herzustellen.

Die Kurven I bis III der folgenden Figur zeigen die Änderungen der Spannung und des Wirkungsgrades in Abhängigkeit von der Entladungszahl τ für drei Werte der Dämpfung: $\delta = 0$; $\delta = 0{,}1$ und $\delta = 0{,}4$.

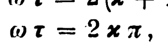
Bei einer Dämpfung $\delta = 0{,}4$, einem praktisch sehr selten vorkommenden Fall, ruft eine Veränderung der Funkenzahl im Verhältnis 1:3 nur eine Verkleinerung des Wirkungsgrades von $10\,^0/_0$ hervor. Im Falle, wo $\delta = 0{,}1$ angenommen wird, hat erst eine Veränderung der Entladungszahl im Verhältnis 1:7 dieselbe Abnahme des Nutzeffektes zur Folge.

Man erhält also das für die praktische Anwendung sehr wichtige Ergebnis, daß selbst beträchtliche Änderungen der Ladezeiten nur von geringem Einfluß auf den Wirkungsgrad sind und zwar um so weniger, je kleiner die Dämpfung des Ladekreises ist.

Die Ladestromstärke i.

Der Ladestrom verläuft in Form einer gedämpften Schwingung mit der Periode $T = \frac{2\pi}{\omega}$

Bei fehlender Dämpfung im Ladekreise ($\delta = 0$) wird $i = 0$ wenn



$$\omega\tau = 2(\varkappa + 1)\pi$$

und $i = \infty$, wenn $\omega\tau = 2\varkappa\pi$,

(s. Fig. 6, Kurve I).

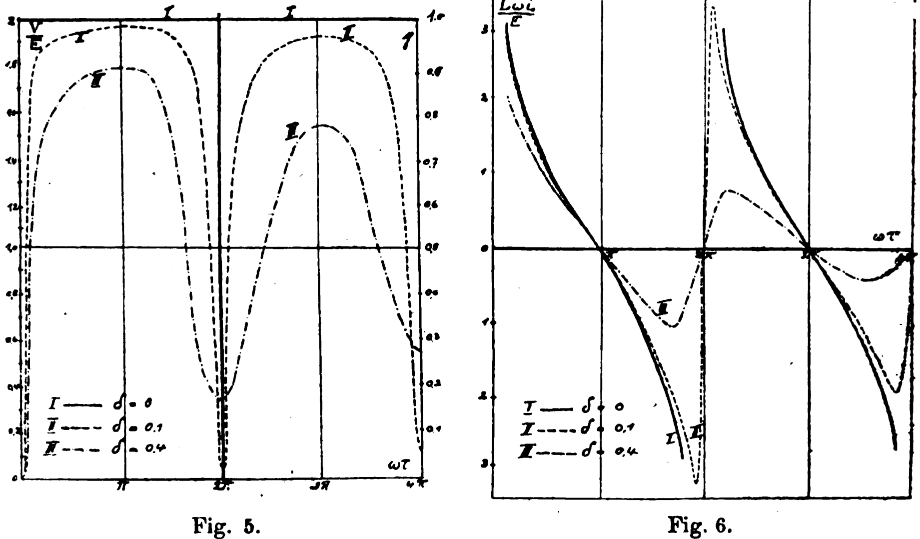


Fig. 5. Fig. 6.

An den Stellen, die einem Maximum des Wirkungsgrades entsprechen oder einer maximalen Spannung an den Kondensatorbelegungen, nimmt die Stromstärke den Wert Null an ($\omega\tau = \pi$, 2π, 3π, usw.).

Aus der Figur geht ferner hervor, daß die Stromstärke abnimmt mit wachsender Dämpfung des Ladekreises (s. Kurve II): $\delta = 0{,}1$ und III: $\delta = 0{,}4$.

Die Spannung am Kondensator.

Wie der Strom ist auch der Spannungsverlauf an den Belegungen des Kondensators darstellbar in Form einer gedämpften Schwingung. Die erreichbare Maximalspannung ist verschieden, je nachdem die Ladezeit τ größer, gleich oder kleiner ist wie die Halbperiode der Ladeschwingung

$$\omega\tau \gtreqless \pi$$

Im ersten wie im dritten Falle setzt der Funke bereits ein, bevor die Höchstspannung erreicht wird, während im zweiten Falle die beiden Zeitpunkte zusammenfallen. Für den Fall $\omega\tau \geqq \pi$, stellt die Fig. 6 den Zusammenhang zwischen Spannung und Ladezeit dar.

Die Höchstspannung ist im Idealfall, wo der Ladekreis frei von Dämpfung ist, höchstens gleich der doppelten Maschinenspannung.

Fig. 7 zeigt den Verlauf der Spannung als Funktion von τ für den Fall $\omega\tau > \pi$ (Kurve II: $\delta = 0,1$ und Kurve III: $\delta = 0,4$).

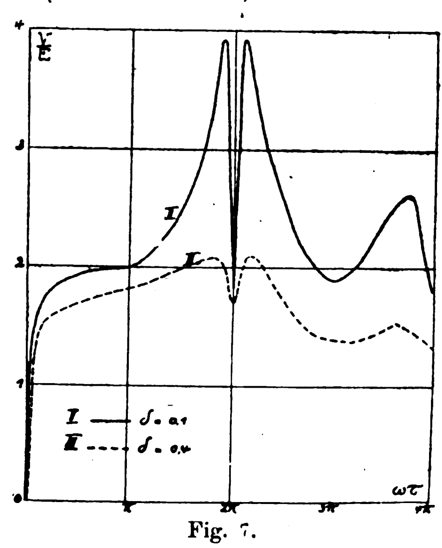


Fig. 7.

Bei der angenommenen Dämpfung 0,1 lehrt die Kurve, daß für gewisse Werte der Ladezeit $\omega\tau$, die in der Nähe des Wertes 2π liegen, die Spannung am Kondensator den vierfachen Betrag der Maschinenspannung erreichen kann. Ferner ist aus den Kurven ersichtlich, daß die Spannung mit wachsender Dämpfung stark abnimmt (Kurve III).

Die Spannung an der Selbstinduktionsspule L des Ladekreises.

Die Rechnung ergibt, daß sie ebenfalls gedämpft periodisch verläuft. Bei nicht allzugroßer Dämpfung im Ladekreise sind die praktisch an den Enden der Selbstinduktionsspule L auftretenden

Maximalspannungen um den Betrag der Maschinenspannung E kleiner wie die entsprechenden Höchstspannungen an den Kondensatorbelegen.

Mittlere Stromstärke im Ladekreis.

Die mittlere Stromstärke im Ladekreis ist gegeben durch den Ausdruck

$$i_m = \frac{1}{\tau}\int_0^\tau i\,dt = \frac{1}{\tau}\,C\,V = n\,C\,V$$

Sie wird Null für $\tau = 0$, wächst mit zunehmender Ladezeit, nimmt einen Maximalwert an, wenn

$$C\,\frac{dv}{dt} = i_m$$

um von da ab wieder kleiner zu werden.

Aufgewandte Ladeenergie.

Die für eine einzige Ladung erforderliche Energie ergibt sich nach der Formel

$$E\int_0^\tau i\,dt = E\,C \cdot V.$$

Bei einer sekundlichen Funkenzahl n, d. h. n Ladungen pro Zeiteinheit ist die aufzuwendende Energie

$$Wd = n\,C \cdot E\,V = E\,i_m.$$

Sie ist proportional der mittleren Ladestromstärke und erreicht einen Maximalwert, wenn

$$i_m = C\,\frac{dv}{dt}$$

wird.

Energie im Kondensator.

Bei n Funken pro Sekunde ist sie gleich

$$W_n = \frac{1}{2}\,n\,C\,V^2$$

Zur Zeit $t = 0$ ist sie ebenfalls Null; sie wächst mit zunehmender Zeit, erreicht ein Maximum, wenn

$$i_m = 2 \cdot C\,\frac{dv}{dt}$$

wird und nimmt dann bei noch größeren Werten von t wiederum ab.

Einfluß von Störungen im Ladekreis auf die Stabilität des Tones.

Nachdem die Bedingungen festgestellt worden sind, denen Ladezeit τ und Ladestromstärke i genügen müssen, um „tönende“ Entladungen bei gutem Wirkungsgrad hervorzubringen, ist es praktisch von Bedeutung zu wissen, inwiefern vorübergehende Störungen im Ladekreis auf die Konstanz der Entladungen, also des Tones einwirken.

Bei rotierenden Funkenstrecken zeigt sich, daß der Ton automatisch einsetzt, wie auch die Ladestromstärke bei Beginn der ersten Entladung gewählt worden ist. Dieser Wert der Stromstärke ist dann auch maßgebend für alle folgenden.

Handelt es sich um eine „ruhende“ Funkenstrecke, wo der Funke einsetzt, wenn die Spannung am Kondensator ausreicht, um den durch den Abstand der Elektroden gegebenen Luftraum zu durchschlagen, so kann man auch hier nachweisen, daß vorübergehend in der Speiseleitung auftretende Unregelmäßigkeiten die Stabilität des Tones nicht dauernd zu beeinträchtigen vermögen.

Allgemein ergibt sich hier, daß die Regelmäßigkeit der Entladungen und damit die Konstanz des Tones umso weniger Störungen ausgesetzt sind, je größer die Dämpfung des Ladekreises gemacht wird und je größer man die Ladezeit τ wählt.

Zusammenhang zwischen Ladestrom und Kondensatorspannung.

Aus dem Vorhergehenden ergibt sich, daß der günstigste Wirkungsgrad erreicht wird, wenn die Ladezeit gleich ist der halben Periode der Ladeschwingung.

Unmittelbar vor Beendigung des Funkenüberganges haben Stromstärke und Spannung an den Kondensatortbelegen praktisch den Wert Null.

Von hier ab wächst die Spannung bis zum Ablauf der Zeit $\frac{T}{2}$ und erreicht einen größten Wert, der ungefähr doppelt so groß ist wie die Maschinenspannung.

Die Ladestromstärke ihrerseits steigt vom Werte 0 in der Zeit $\frac{T}{4}$ zu einem Maximalwert an, um dann nach weiteren $\frac{T}{4}$ Sekunden wieder zu Null abzunehmen.

Fig. 8 zeigt den Zusammenhang zwischen beiden Größen für verschiedene Zeiten t.

II. Teil.

Da es bis vor wenigen Jahren nicht möglich war, Generatoren zu bauen für Spannungen von mehreren zehntausend Volt, so war man für die Gleichstromladung auf große Akkumulatorenbatterien angewiesen. (Die Batterie der Marconistation Cliffden bestand aus 6000 Zellen, die eine Spannung von 12000 Volt lieferten.)

Die Vorzüge der Batterie liegen darin, daß die Spannung konstant ist und jederzeit unmittelbar zur Verfügung steht, was bei Generatoren nicht in gleichem Maße der Fall ist.

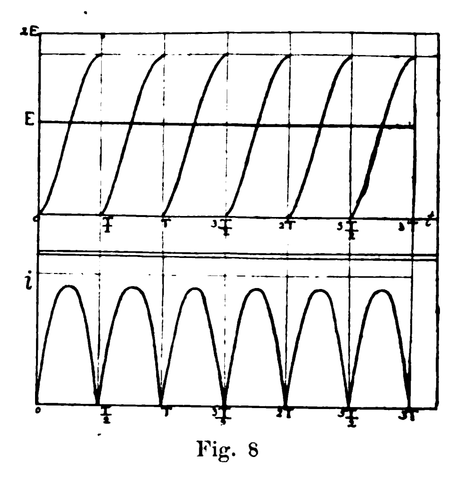


Fig. 8

Die kleine im Ladekreis vorhandene Selbstinduktion gestattet mit großer Leichtigkeit die Funkenzahl in weitem Umfange zu ändern.

Diesen Vorzügen stehen andererseits schwerwiegende Nachteile gegenüber.

Eine Akkumulatorenbatterie von mehreren tausend Zellen erfordert eine außerordentlich sorgfältige Behandlung und macht häufige, zeitraubende Reparaturen notwendig.

Dazu kommt, daß die Isolation der Anlage bei den notwendigen hohen Spannungen sehr schwierig ist und daß der Wirkungsgrad der Batterie 70⁰/₀ nicht übersteigt, was praktisch von großer Bedeutung ist. Schließlich darf man nicht außer acht lassen, daß zum Aufladen der Batterie Hochspannungsmaschinen unumgänglich erforderlich sind, diese Maschinen also vorhanden sein müssen.

Diese die Vorteile überwiegenden Nachteile haben zur Folge gehabt, daß die Ladung mittels Batterien in der praktischen drahtlosen Tele-

graphie keine große Verbreitung gefunden und den Wunsch rege gemacht hat, sie durch Hochspannungsmaschinen zu ersetzen.

Die Verwendungsmöglichkeit von Hochspannungsgleichstrommaschinen für drahtlose Zwecke hat die Technik veranlaßt, derartige Maschinen in immer vollkommenerer Ausführung zu bauen. Während es bis vor einigen Jahren nicht möglich war, Maschinen dieser Art von mehr als 5000 Volt herzustellen, gelang es 1913 die Spannung bis auf 10000 Volt bei einer Leistung von 10 Kw. zu steigern.

Diese Maschinen haben sich auf einer Reihe von Stationen praktisch bewährt (Quessant, Boulogne, Bonifacio usw.). Augenblicklich sind Maschinen im Bau von 20000 Volt und mehr.

Bei der Verwendung dieser Maschinen darf man folgende Vorsichtsmaßregeln nicht außer acht lassen:

1. Da die Spannung am Kondensator den doppelten Wert der Maschinenspannung erreichen kann, wie wir gesehen haben, so ist es unbedingt notwendig, den Generator hiergegen zu sichern, um ein Durchschlagen der Wicklung zu verhüten. Diesem Zwecke dienen genügend isolierte Drosselspulen mit Eisenkern, die zwischen Kondensator und Maschine zweipolig eingeschaltet werden müssen.

2. Ferner muß verhindert werden, daß die im Schwingungskreis auftretenden Hochfreqenzspannungen zur Maschine gelangen. Das geschieht gleichfalls durch die vorhin angeführten Drosselspulen. Ihre Eisenkerne sollen zweckmäßig so bemessen sein, daß die in ihnen entstehenden Wirbelströme für die Ladeschwingungen gering, für die hochfrequenten Schwingungen des Entladekreises aber so groß sind, daß diese dadurch stark gedämpft werden.

Es empfiehlt sich, die den beiden Kondensatorbelegen benachbarten Spulenwindungen besonders stark zu isolieren.

3. Wenn man erreichen will, daß ein Funke pro Halbperiode der Ladeschwingungen übergeht, was identisch ist mit bestem Wirkungsgrad, d. h. die Funkenzahl

$$n = \frac{2}{T} \text{ ist, wo } T = 2\pi\sqrt{C \cdot L}.$$

Es muß die Selbstinduktion L so gewählt werden, daß sie der Bedingung genügt

$$L = \frac{1}{\pi^2 n^2 C}.$$

C und L sind durch die Anlage in den allermeisten Fällen festgegeben. Die Größe der Selbstinduktion ergibt sich dann nach obiger Formel.

4. Da die Maschine von pulsierenden Strömen durchflossen wird, so erweist es sich als notwendig, das in der Maschine vorhandene Eisen möglichst gut zu unterteilen, um die Verluste durch Wirbelströme auf den kleinstmöglichsten Betrag herunterzudrücken.

5. Bei Anwendung einer rotierenden Funkenstrecke und bei möglichst großem Wirkungsgrad hat man darauf zu achten, daß ihre Umdrehungszahl möglichst konstant gehalten und so eingestellt wird, daß die Zeit zwischen zwei aufeinander folgenden Fnnkenübergängen übereinstimmt mit der Halbperiode der Ladeschwingung.

Ruhende und rotierende Funkenstrecke.

Unabhängig von der Art der verwendeten Funkenstrecke haben die theoretischen Ausführungen ergeben, daß der Ton der Entladungen sich selbsttätig einstellt und daß durch vorübergehende Störungen im Ladekreis die Stabilität des Tones nur in außerordentlich geringem Maße beeinflußt wird.

Änderungen in der Umdrehungszahl der rotierenden Funkenstrecke rufen nur eine augenblickliche, schnell wieder vorübergehende Beeinträchtigung des Toncharakters hervor.

Diese Tourenänderungen können praktisch leicht dadurch vermieden werden, daß die Funkenstrecke durch einen besonderen Motor angetrieben wird, dem zweckmäßig eine beträchtliche Schwungmasse gegeben wird.

Bei der ruhenden Funkenstrecke hängt die Tonkonstanz einzig und allein ab von der gleichmäßigen Höhe der Entladespannung, die theoretisch vorhanden ist.

Beim praktischen Betrieb aber zeigt sich, daß Spannungsänderungen unvermeidlich sind. Sie werden hervorgerufen einerseits durch die beim Funkenübergang auftretende Veränderlichkeit der Oberflächenbeschaffenheit der Elektroden, ihre mit der Länge der Betriebszeit zunehmende Temperatur und andererseits durch die Ionisation im Funkenkanal. Diese schädlichen Einflüsse müssen mit der Länge der Arbeitszeit mehr und mehr an Bedeutung gewinnen und infolgedessen wird auch die Tonkonstanz allmählich schlechter und schlechter werden.

Regelmäßige Entladungen, d. h. konstanten Ton kann man bei rotierenden Funkenstrecken leichter und sicherer erhalten als bei ruhenden. Erstere sind deshalb für die Praxis vorzuziehen.

Bei ihrer Anwendung muß noch auf eine notwendige Vorsichtsmaßregel hingewiesen werden.

Die Isolation der Maschinenwickelungen, der Drosselspulen und

des Kondensators muß viel reichlicher bemessen werden wie bei festen Funkenstrecken, da die auftretenden Spannungen weit höhere Werte erreichen können. Das wird in besonders starkem Maße der Fall sein, wenn die Dämpfung im Ladekreis sehr klein gewählt wird.

III. Teil.

Erzeugung von Hochfrequenzenergie mittels Hochspannungsgleichstrommaschinen und rotierenden Funkenstrecken.

Die theoretisch abgeleiteten Resultate werden bestätigt durch die guten praktischen Erfolge, die Blondel erzielt hat mit einer Anordnung bestehend aus einer Hochspannungsgleichstrommaschine und einer festen Funkenstrecke. Das vom Verfasser ausgearbeitete und von der französischen Postverwaltung eingeführte System hat die Hochspannungsmaschine beibehalten, die ruhende Funkenstrecke aber durch die rotierende ersetzt, die der ersteren, wie gezeigt worden ist, in vieler Beziehung überlegen ist.

Infolge der hohen Zeitkonstante kann das Tasten im Erregerkreis der Maschine nicht vorgenommen werden; es ist deshalb in den Ladekreis verlegt worden.

Da aber die auftretenden Spannungen hier sehr beträchtliche Werte erreichen, so müssen besondere Vorsichtsmaßregeln getroffen werden, um ein einwandfreies Arbeiten der Taste zu gewährleisten. Zu diesem Zweck hat man sie in eine Reihe von Einzeltasten zerlegt und diese außerdem so angeordnet, daß der von der rotierenden Funkenstrecke erzeugte Luftstrom die Unterbrechungsstellen umspült und dadurch das Auftreten von schädlichen Lichtbögen verhindert.

Bei größeren Energiemengen, wo die Neigung zu Lichtbogenbildung in verstärktem Maße hervortritt, erweist sich die vorige Anordnung als unzureichend, und man muß hier seine Zuflucht nehmen zu einem starken Gebläse.

Nach Angaben des Verfassers hat das System bei Energien von 100 Kw. und mehr, wobei die Ladespannung zwischen 10000 und 110000 Volt variiert wurde, befriedigend gearbeitet und auch bei weiterer Energiesteigerung dürften aller Voraussicht nach besondere Schwierigkeiten nicht auftreten.

Zusammenfassung der charakteristischen Eigenschaften des neuen Systems.

1. Der Wirkungsgrad ist gegeben durch den Ausdruck

$$\gamma = \frac{1 + e^{-\frac{\delta}{2}}}{1}$$

wo $\delta = \frac{R}{2L} T$ das logarithmische Dekrement des Ladekreises ist. R und L stellen die Größen des in ihm vorhandenen Widerstandes bezw. der Selbstinduktion dar. T ist die Periode der Ladeschwingung.

Nach Messungen war der Wirkungsgrad häufig höher als $90^0/_0$.

2. Der Ton ist vollkommen rein. Seine Höhe hängt ab von der Umdrehungszahl der rotierenden Funkenstrecke. Gelegentlich im Ladekreis vorkommende Störungen haben zwar eine geringe Beeinträchtigung des Toncharakters zur Folge, die aber schon nach sehr kurzer Zeit wieder verschwindet und daher praktisch belanglos ist.

3. Der Wirkungsgrad wird selbst durch deutlich wahrnehmbare Änderungen der Umdrehungszahl der Funkenstrecke nicht beeinflußt.

4. Die Periode der Ladeschwingung ist unabhängig von der Tourenzahl der Maschine. Schwankungen derselben beeinflussen daher das Arbeiten des Systems nicht.

5. Der Antrieb der Funkenstrecke erfolgt durch einen besonderen Motor und ist daher vollkommen unabhängig vom Generator.

6. Die Energieveränderung der Station läßt sich durch Reihenschaltung einer kleineren oder größeren Anzahl von Hochspannungsmaschinen bewerkstelligen.

Vergleich zwischen Gleichstrom- und Wechselstromladung.

Gleichstrom.	Wechselstrom.
1. Die Umdrehungszahl der Gleichstrommaschine ist ohne jeden Einfluß auf Strom- und Spannungsverhältnisse der einzelnen Kreise.	1. Bei störungsfreiem Betrieb muß die Tourenzahl der Wechselstrommaschine unbedingt konstant gehalten werden.
2. Der Wirkungsgrad übersteigt $90^0/_0$.	2. Der maximale Wirkungsgrad, der praktisch nicht annähernd erreicht wird, beträgt theoretisch $85^0/_0$.

3. Deutlich hervortretende Tourenschwankungen der rotierenden Funkenstrecken haben auf den Wirkungsgrad so gut wie gar keinen Einfluß.	3. Kleine Änderungen der Umdrehungszahl rufen bereits merkliche Abnahmen des Wirkungsgrades hervor.
4. Der Ton ist vollkommen rein und klar.	4. Theoretisch ist es möglich einen guten Ton zu erhalten. Praktisch stößt man dabei aber auf außerordentlich große Schwierigkeiten.
5. Die Energieregulierung erfolgt durch Reichenschaltung einer größeren oder kleineren Anzahl von Hochspannungsmaschinen auf einfache Art.	5. Parallelschalten von Wechselstrommaschinen hoher Wechselzahl ist schwierig auszuführen.

Mit diesem System wird neuerdings die französische Station Saintes-Maries-de La-Mer ausgerüstet. Ihre Energie soll 50 Kw. betragen. Als Betriebswelle wird 1800 m angegeben. A. Esau.

(Eingesandt, 28. Juli 1917.)

J. Bethenod, Über die Arbeitsweise drahtloser Stationen bei Verwendung von Hochfrequenzmaschinen. (Revue Générale de l'Électricité, Tome II, No. 8, S. 285—288, 1917.)

Der Verfasser untersucht in der vorliegenden Abhandlung eine Anordnung, bei der eine Hochfrequenzmaschine nicht unmittelbar auf die Antenne arbeitet, sondern, wie es sich vielfach praktisch als notwendig erweist, unter Zwischenschaltung eines Transformators. Die Notwendigkeit der Transformation ergibt sich aus folgenden Gründen:

1. Die von der Maschine erzeugte Spannung bleibt im allgemeinen aus Gründen der Isolation unterhalb des Wertes, bei dem der Luftleiter die vom Generator gelieferte Energie voll aufnehmen kann.

2. Der Änderung der auf die Antenne wirkenden Spannung ist bei den bisher bekannten Maschinen nicht stetig, sondern nur stufenförmig durchführbar.

Man könnte zunächst daran denken, diesen Übelständen durch Verwendung eines gewöhnlichen eisenerfüllten Transformators abzuhelfen.

Die praktische Ausführung eines solchen verbietet sich aber sowohl aus technischen als auch aus finanziellen Gründen, da bei den

hohen Frequenzen das Eisen ganz außerordentlich fein unterteilt und der Aufbau der Kerne mit größter Sorgfalt vorgenommen werden müßte.

Die Herstellungskosten eines solchen Transformators würden dadurch selbstverständlich sehr beträchtlich werden.

Einfacher und billiger gestaltet sich eine Anordnung, bei der die Energieübertragung von der Maschine zum Luftleiter durch einen eisenlosen (Tesla) Transformator erfolgt (vgl. Figur), deren Wirkungsweise vom Verfasser untersucht wird.

Die Hochfrequenzmaschine A arbeitet auf einen Kreis I, dessen Kapazität C_1 und dessen Gesamtselbstinduktion L_1 ist. L_1 setzt sich zusammen aus der Selbstinduktion des Generators und aus der der Primärspule des Transformators T.

Mit diesem Kreise kann der Luftleiter (Kreis II) von der Kapazität C_1, dem Selbstinduktionskoeffizienten L_1 und dem Ohmschen Widerstand R_2 (hierin eingeschlossen der Strahlungswiderstand) loser oder fester gekoppelt werden.

Beide Kreise werden auf die Periodenzahl des Maschinenstromes in bekannter Weise abgestimmt.

Daraus ergeben sich die beiden Beziehungen:

$$\omega^2 \cdot L_1 C_1 = 1 \text{ und} \tag{1}$$

$$\omega^2 L_2 C_2 = 1, \tag{2}$$

(ω bedeutet den 2π-fachen Wert der Schwingungszahl des von der Maschine erzeugten Wechselstromes).

Bezeichnet man die elektromotorische Kraft des Generators mit e, die Momentanwerte der in den beiden Kreisen fließenden Ströme mit i_1 und i_2, den gegenseitigen Induktionskoeffizienten mit M und nimmt man einen sinusförmigen Verlauf der Maschinenspannung an, derart, daß

$$e = E\sqrt{2} \sin \omega t \text{ ist,}$$

so ergeben sich unter den gemachten Annahmen für die Effektivwerte der Ströme J_1 und J_2 die folgenden Werte:

$$J_1 = \frac{E}{R_1 + \frac{M^2 \omega^2}{R_2}}, \tag{3}$$

$$J_2 = \frac{M \omega}{R_2} J_1,$$

oder, hierin für J_1 den obigen Wert eingesetzt,

$$J_2 = \frac{M \omega E}{R_1 R_2 + M^2 \omega^2}. \tag{4}$$

Die aufgestellten Gleichungen lassen eine Reihe wichtiger Schlußfolgerungen zu.

Nach Gleichung (3) arbeitet der Generator auf einen rein Ohmschen Widerstand R, dessen Größe gegeben ist durch den Ausdruck:

$$R = R_1 + \frac{M^2 \omega^2}{R_2}.$$

Der Strom i_1 ist in jedem Augenblick in Phase mit der elektromotorischen Kraft e, welches auch immer der Wert von M sein mag.

Die Koppelung ist also ohne Einfluß auf die Phase des Stromes.

Der Widerstand R wird um so größer ausfallen, je größer M ist, d. h. je fester die Koppelung der beiden Kreise gewählt wird.

Da sie in weiten Grenzen verändert werden kann, so lassen sich bequem die günstigsten Verhältnisse für die Leistung der Maschine herstellen.

Man hat es ferner in der Hand, den Sender mit verminderter Energie arbeiten zu lassen, was sich durch passende Wahl der Koppelung leicht erreichen läßt.

Bezeichnet man mit dem Ausdruck τR_2, wo $\tau < 1$ ist, den Teil des Luftleiterwiderstandes R_2, der als reiner Nutzwiderstand in Betracht kommt und zieht man die konstanten Verluste der Maschine (Erregung, Ventilation usw.) nicht in Betracht, so ergibt sich für den rein elektrischen Wirkungsgrad der Anordnung η der folgende Ausdruck:

$$\eta = \frac{\tau \cdot M^2 \omega^2}{R_1 R_2 + M^2 \omega^2}.$$

Mit wachsendem M, also fester werdender Koppelung, steigt also der Wirkungsgrad.

Er würde theoretisch seinen Maximalwert τ erreichen, wenn $M \omega$ über alle Grenzen wachsen würde.

Von dem betrachteten elektrischen Wirkungsgrad ist wohl zu unterscheiden der Gesamtwirkungsgrad, der bei einer bestimmten Belastung des Generators ein Maximum haben muß. Seine Behandlung soll in einer späteren Untersuchung erfolgen.

Aus Gleichung (4) ergibt sich, daß die Stromstärke J_2 und damit die ausgestrahlte Energie des Senders als Funktion der Koppelung ein Maximum wird, wenn

$$M \omega = \sqrt{R_1 R_2}$$

wird.

Setzt man diesen Wert in die Gleichung (4) ein, so ergibt sich für die maximale Stromstärke des Senders der Ausdruck:

$$J_{2\,\max.} = \frac{E}{2} \cdot \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}} .$$

Die Größe der Antennenspannung läßt sich unter Benutzung der angeführten Gleichungen ebenfalls abschätzen.

Für ihren Effektivwert U ergibt sich der Ausdruck:

$$U = J_2 \sqrt{R_2^2 + l_2^2 \omega^2} ,$$

worin l_2 gleich der Differenz

$$L_2 - L_A$$

gesetzt ist. (L_2 und L_A bedeuten die Gesamtselbsinduktion des Luftleiters für die Arbeitswellenlänge bzw. die reine Antennenselbstinduktion.)

Der Verfasser benutzt die abgeleiteten Formeln zur Durchrechnung eines praktischen Falles.

Er setzt eine Antenne voraus, deren Bestimmungstücke die folgenden Werte haben:

$$C_A = 2{,}5 \cdot 10^{-2} \text{ M. F.},$$
$$W_A = 5\,\Omega ,$$
$$\lambda_A = 5000 \text{ m (Eigenwelle des Luftleiters).}$$

Die Hochfrequenzmaschine soll einen Wechselstrom liefern von 30 000 Perioden, dessen Stromstärke 300 A und dessen Spannung bei unbelastetem Generator 400 V betragen sollen.

Unter diesen Annahmen ergibt sich:

$$R = 1{,}33 \;\; \Omega ,$$
$$\omega M = 2{,}25 \;\; \Omega .$$
$$\eta = 76\,\% .$$

Hierbei sind aber die Verluste in der Antennenselbstinduktion nicht mit berücksichtigt, d. h. man hat in der allgemeinen Formel für den Wirkungsgrad $\tau = 1$ gesetzt.

Die Antennenstromstärke berechnet sich zu $J_2 = 135\ A$, die maximale Spannung des Luftleiters zu

$$U_2 = 22\,000 \;\; V.$$

Dieser Wert muß bei der hohen Leistung der Anlage als niedrig bezeichnet werden. A. Esau.

(Eingesandt 11. November 1917.)

Adresse des Referenten: Dr. A. Esau, Berlin, Motzstr. 49.

Mitteilungen aus der Praxis.

Neues über die Großstation Nauen.

Von E. Quäck.

Einem größeren Kreis von Fachkollegen ist die Funkenstation Nauen der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. (Telefunken), wie sie zu Anfang des Jahres 1914 bestand, teils durch eigene Anschauung, teils durch Veröffentlichungen bekannt geworden. Damals waren die Versuche, drahtlose Nachrichten nach den Kolonien, namentlich nach Togo, zu senden, mit Erfolg aufgenommen worden. Man verwendete 100 kW Antennenenergie nach dem System der tönenden Löschfunken und eine Hochfrequenzmaschinenanlage nach dem Prinzip der Frequenzverdoppelung in ruhenden Transformatoren für die gleiche Antennenleistung mit einem großen ┌──────-förmigen Antennengebilde, dessen Hauptträger ein 260 m hoher Eisengittermast war.

Der Ausbruch des Krieges und die unerwartet schnelle, fast völlige Abschnürung Deutschlands von Übersee durch den Wegfall aller Kabellinien gab den Anstoß, sie durch funkentelegraphische Verbindungen zu ersetzen. Besonders wichtig schien der Verkehr mit Amerika, für den ein erfolgversprechender Anfang bereits gemacht worden war. (Es sei an den drahtlosen Depeschenwechsel zwischen Berliner und New-Yorker Journalisten vom 12. Februar 1914 erinnert.) Als Gegenstation für Nauen diente hierbei die der Atlantic Communication Co. gehörige Telefunkenstation Sayville auf Long Island nördlich von New York, die bis zu Anfang des Jahres 1915 mit einer kleinen Senderanlage von nur 35 kW Antennenleistung nach dem System der tönenden Löschfunken ausgerüstet war. Diese Tonfunkenanlage war ursprünglich nur für den Küstendienst berechnet, d. h. für Pressenachrichten nach Schiffen auf größere Entfernung, keinesfalls aber für den transozeanischen Verkehr über 6400 km nach Nauen. Dank außerordentlich verbesserter Empfangsanlagen bei Kriegsbeginn konnte trotzdem ein Empfang in Nauen erzielt werden. In der Richtung nach Amerika erfolgte die Übermittlung unter Verwendung der Hochfrequenzmaschinenanlage mit größerer Sicherheit, weil sowohl die Antennenenergie, als auch die wirksame Strahlhöhe der Nauener Antenne erheblich größer als die der Sayviller Anlage war. (Wie bekannt, bestand eine Parallellinie zwischen der Station der Hochfrequenzmaschinen A. G. [Homag] zu Eilvese und der Gegenstation zu Tucker-

ton. Diese wurde unter Leitung der amerikanischen Marine mit einer Bogenlampe nach dem System Poulsen betrieben.)

Anfang 1915 war es Telefunken gelungen, die Station Sayville gleichfalls mit einer Hochfrequenzmaschinenanlage für 100 kW Antennenenergie auszustatten, mit der allerdings erst im Juni 1915 der Verkehr mit Nauen aufgenommen werden konnte. Von der Entente waren nämlich alle möglichen Schwierigkeiten, besonders durch Einsprüche auf patentrechtlichem Gebiet und durch Druck auf politischem, gemacht worden, um die Inbetriebnahme dieser drahtlosen Verbindung mit dem abgesperrten Deutschen Reich zu verhindern. Dank dieser drahtlosen Überbrückung des Ozeans konnte besonders in der ersten Zeit des Krieges den in die Welt gesetzten Lügen unserer Feinde entgegengewirkt werden.

Wie die Betriebserfahrungen der Jahre 1915/16 zeigen, sind bei den damals angewandten Strahlungsleistungen keine während des ganzen Jahres gleichmäßig bleibenden Telegraphierleistungen erzielt worden. Fig. 1 zeigt für das Jahr 1915 eine Senke im Monat Mai und Fig. 2 eine solche im Monat Juli des Jahres 1916. In diese Figuren sind in einem Vergleichsmaßstabe in den Ordinatenflächen der einzelnen Monate die Gesamtzahlen der von Nauen nach Sayville gesandten und in Nauen von Sayville aufgenommenen Wörter dargestellt. Die Gesamtwortleistung der Station Nauen, die auch noch anderen Zwecken diente, war übrigens erheblich größer; sie betrug im Jahre 1915 etwa 1,33 und im Jahre 1916 etwa 2,58 Millionen Wörter.

Das Bestreben, auch in den radiotelegraphisch ungünstigen Monaten eine den übrigen Monaten möglichst annähernde Wortleistung zu erreichen, führte zu dem Entschluß, die Strahlungsleistung der Station Nauen erheblich zu vergrößern. Dadurch wurde die Möglichkeit geschaffen, auch die ganz entfernt liegenden neutralen Länder direkt mit Nachrichten der Mittelmächte zu bedienen. Der Blockadering, den die Entente um die Mittelmächte auf dem Gebiete des Nachrichtenwesens gelegt hatte, ist durch diese mit großer Tatkraft ins Werk gesetzte Vergrößerung der Station Nauen durchbrochen worden. (Leider war eine gleichzeitige Verbesserung der Gegenstation Sayville aus vielerlei Gründen undurchführbar.)

Aus Gründen der Landesverteidigung ist es leider zur Zeit nicht möglich, die technischen Einzelheiten der selbst für den Fachmann erstaunlichen Steigerung mitzuteilen. Diese muß einer späteren Zeit vorbehalten werden. Trotzdem wird die Kenntnis einiger Einzelheiten der Anlage von Interesse sein.

Die Erhöhung der Senderleistung erforderte u. a. eine erhebliche Vergrößerung der Antennenkapazität, wodurch ein ausgedehntes Antennengebilde entstand. Zur Unterbringung der zugehörigen neuen Senderanlage war ferner ein größeres Betriebsgebäude erforderlich.

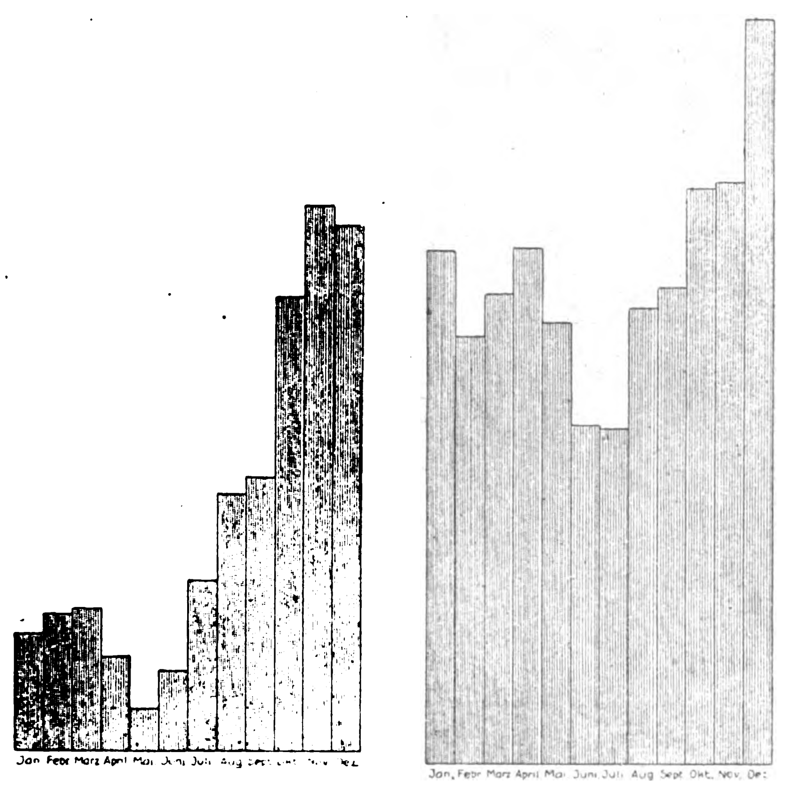


Fig. 1.
Monatliche Wortleistung im gegenseitigen Verkehr Nauen-Sayville 1915.

Fig. 2.
Monatliche Wortleistung im gegenseitigen Verkehr Nauen-Sayville 1916.

Fig. 3 zeigt einen Blick über die neue Anlage. Man erkennt in der Mitte das neue im Bau befindliche, von Geh. Baurat Muthesius entworfene Gebäude, das, in einfachen Linien gehalten, architektonisch ausgezeichnet wirkt. Bis zur Fertigstellung desselben sind die Senderteile für die auf 400 kW vergrößerte Antennenenergie in einem vorläufigen Hallenbau untergebracht. Das Bild läßt ferner einen ganzen

Mastenwald erkennen, ohne daß es dem prüfenden Auge gelingt, die Einzelheiten der Antennenanlage zu unterscheiden.

Es sind zwei Antennengebilde vorhanden. Das große hat die Form einer T-Antenne und dient zur Aufnahme der großen Energie. Die zweite, kleinere Antenne hat die Gestalt eines horizontalen Drei-

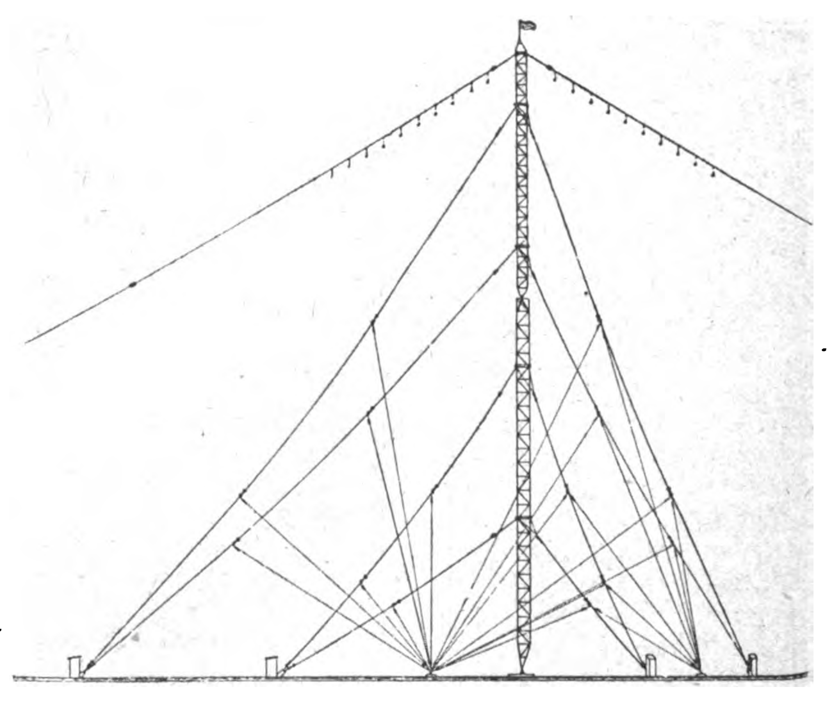


Fig. 4.
Schema der Abspannung eines 260 m - Gittermastes mit Dachseil zur Aufhängung der Antennendrähte. (Gewicht der Eisenkonstruktion einschließlich der Seile = 360 t; Druck des oberen Mastteiles = 330 t, des unteren 625 t; größter Seilzug = 83 t.)

ecks mit der Zuführung an der Spitze und steht mit seiner Mittellinie senkrecht auf der großen Antenne.

Zum ersten Mal ist hier in großem Maßstab die Anlage zweier Antennen durchgeführt, die gleichzeitiges Senden gestatten. Dies ist durch die Lage beider Antennen zueinander und die Formgebung ermöglicht, indem die Kopplung beider Antennen miteinander auf ein Mindestmaß beschränkt wurde. Die Wirtschaftlichkeit einer großen drahtlosen Station

wird durch die Möglichkeit des Doppelsendebetriebes natürlich erheblich verbessert. Gleichzeitig bedingt das Vorhandensein einer zweiten Antenne eine größere Betriebssicherheit, da bei Betriebsstörungen der einen Antenne der Verkehr mit der unbeschädigten zweiten Antenne wenigstens teilweise weitergeführt werden kann. Sämtliche Maste sind

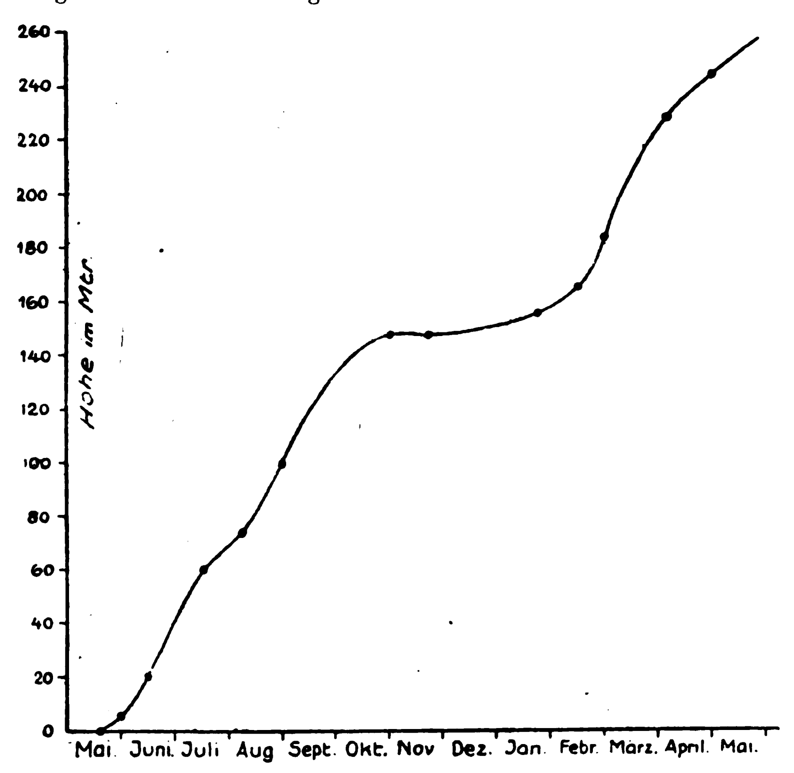


Fig. 5.
Baufortschritte am südlichen 260 m-Mast.

abgespannte Gitterkonstruktionen (Fig. 4), die auf einem Kugelgelenk am Fuße ruhen, das gegen die Erde durch Porzellankörper isoliert ist. Die beiden 260 m hohen Masten besitzen in 150 m Höhe noch ein zweites derartiges Gelenk. In den Abspannungen sind zur Verminderung elektrischer Verluste ebenfalls Isolatoren eingebaut, von denen später noch die Rede sein wird. Von Interesse dürfte die Bauzeit solcher Masten sein; das Anwachsen der ohne besonderes Baugerüst errichteten Masten in seiner Abhängigkeit von der Bauzeit zeigen die Fig. 5 und 6. Bei dem

im Jahre 1917 errichteten zweiten 260 m hohen Mast trat eine Verzögerung beim Einbau des oberen Gelenkes infolge Fehlens von Material und widriger Wetterverhältnisse ein. Bei den 150 m Masten erkennt man den rascheren und stetigeren Fortgang der Arbeiten, obschon auch hier die Errichtung im strengen Winter 1916/17 vor sich ging.

Die Konstruktion der Gittermasten hat Telefunken mit der Eisenkonstruktionsfirma Hein, Lehmann & Co. A. G., Reinickendorf bei Berlin, entwickelt. Fast alle von Telefunken seit 1909 in der Welt errichteten Masten sind von gleicher Bauart; sie haben sich besonders auch in den von Erdbeben und Stürmen häufig heimgesuchten Gebieten vorzüglich bewährt. Beweis hierfür liefern die Masten der jetzt vielgenannten Station Funabashi bei Tokio, mit einem Hauptmast von 200 m Höhe und 18 Masten von 60 m, ferner solche in Niederländisch-Indien, Australien, Neuseeland, Brasilien und Peru.

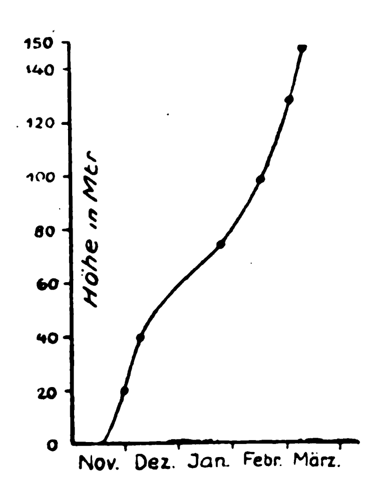


Fig. 6. Baufortschritte an einem 150 m-Mast.

Eine eingehende Beschreibung der Antennenanlagen in Nauen, die die Lösung vieler konstruktiver und anderer interessanter Einzelheiten erforderten, hier zu geben, würde zu weit führen. Die schwierigste Aufgabe lag bei der großen Antenne vor, da sie sich in ihrer Längenausdehnung über fast 3 km erstreckt. Die Führung der Antennendrähte bei großer Spannweite erfolgt über Rollen, die mit besonderen Isolatoren an den Dachseilen befestigt sind, welche über die 260 m hohen Masten gehen; diese Aufgabe war besonders schwierig. Der mechanische Spannungsausgleich bei Wind und besonders bei hoher Eisbelastung machte eigene Ausgleichvorrichtungen notwendig. Im Frühjahr 1917 traten z. B. Vereisungen der Antennendrähte bis zu 6 cm Stärke bei gleichzeitigen Windgeschwindigkeiten von 25 bis 30 m in der Sekunde auf. Dies sind Belastungen, wie sie vorher nicht bekannt waren. Die Aufhängung der Drähte der großen Antenne in so großer Höhe machte die Durchbildung eines besonders bruchsicheren Isolators notwendig, der zugleich auch hohe elektrische Spannung aushält und geringes Gewicht besitzt. In Fig. 7 erkennt man die an-

gewendete Isolatorenkonstruktion und am unteren Ende, an den Isolatoren hängend, die besondere Rollenführung für die Antennendrähte. Es sind zwei solche in sich geschlossene Isolatorenrahmengehänge miteinander verbunden, deren jedes einzelne im nassen Zustand eine Überschlagsspannung von 100 kV besitzt. Das Antennengehänge ist an einer besonderen, nach dem kardanischen Prinzip gebauten Dachseilklemme am Dachseil befestigt, das über jeden der beiden großen Türme quer zur Antennenrichtung gelegt ist. Beim Bau dieses Antennenisolators wurde die Konstruktion des Abspannisolators verwandt, den Telefunken mit Hein, Lehmann & Co. A. G. zur Unterteilung der Abspannungen ihrer Masten entwickelt hat. In Fig. 8 ist ein solcher Abspannisolator dargestellt, der eine Bruchlast von 650 t aufweist. Dies ist die einzige Anordnung, die gleichzeitig hohe Zug- mit hoher elektrischer Beanspruchung vereinigt. Der Isolator ist dabei so konstruiert, daß das isolierende Material nur auf Druck beansprucht wird. Der der Isolierung dienende Porzellankörper, welcher die einzelnen in sich verspannten Rahmen des Isolators voneinander isoliert, ist nach vielen schwierigen Versuchen im Zusammenarbeiten von Telefunken mit der Porzellanfabrik Schomburg & Söhne A. G. entwickelt worden. Der Körper wird auch zur Isolation des Mastfußes von der Erde verwandt, wobei die Druckkräfte auf einzelne aus solchen Porzellankörpern bestehenden Säulen durch eine Druckplatte gleichmäßig verteilt werden. Zur Mastfußisolation werden die Körper nur dann verwandt, wenn sie eine Belastung von 300 t bei der Vorprüfung mehrmals einwandfrei aushalten; die Nutzbeanspruchung wird auf nur 35 t begrenzt.

Fig. 9 zeigt sieben Isolatoren verschiedener Größe mit Angaben ihrer mechanischen und elektrischen Dimensionen.

Die Antennenträger der kleineren Antenne sind in Fig. 10 deutlicher zu erkennen. Ganz im Hintergrund rechts und links steht je ein 150 m hoher Mast, deren Spitzen durch ein nach rechts und links verspanntes Drahtseil verbunden und an dem die Antennendrähte vermittels Knüppelisolatoren befestigt sind. Die Drähte laufen nach dem in der Mitte des Bildes sichtbaren 134 m hohen abgespannten Mast zu, der nach rechts und links je einen begehbaren Ausleger von 17 m Länge trägt. Die Drähte laufen über Rollen, die an diesen Auslegern befestigt sind, nach dem im Vordergrund dargestellten Abspanngerüst von 40 m Höhe, von dem aus sie fast horizontal nach der Einführung auf dem Dach des Hauses gehen. Dieses vorderste Abspanngerüst läßt die an Isolatoren aufgehängten Rollenführungen der Antennendrähte erkennen, die durch unten befindliche lose Rollen, mit entsprechenden Gewichten

belastet, den mechanischen Spannungsausgleich in den Antennendrähten bewirken. Das Gerüst ist als freistehender Mast ausgebildet und ebenfalls durch Porzellankörper von der Erde isoliert.

In der großen Antenne kann eine Energie bis 600 kW, in der kleineren Antenne bis 200 kW bei noch genügend sicherer Isolierung (auch bei feuchtem Wetter!) der auftretenden hohen Spannungen untergebracht werden.

Die Hochfrequenzmaschine, die für die große Senderleistung zur Verwendung gelangt, ist nach dem Induktortyp gebaut und in Fig. 11 dargestellt. Ihr Rotor liefert bei einem Kraftbedarf von etwa 800 PS einphasigen Wechselstrom von so hoher Periodenzahl, daß er durch zwei Satz ruhender Transformatoren in mehrfacher Verdopplung auf 24 000 Perioden gebracht wird. Die dieser Frequenz entsprechende Wellenlänge von 12 500 m wird von der Antenne ausgestrahlt. Das verwendete Verfahren, von Joly angegeben, kann als bekannt vorausgesetzt werden. Die ruhenden Transformatoren, aus dünnstem Eisenblech, tragen mehrere Wicklungssysteme, die zur Aufnahme des Gleichstromes zur Gleichmagnetisierung, des von der Maschine gelieferten hochfrequenten Wechselstromes und zur Abgabe des Wechselstromes der verdoppelten Frequenz dienen. Genauere Angaben und Abbildungen können z. Z. leider nicht gegeben werden. Die Frequenztransformatoren befinden sich in Eisenkästen, die zur Abführung der Wärme mit Ölkreislauf versehen sind.

Von besonderer Bedeutung sind auch die neuen technischen Kondensatoren, die keinerlei Glas enthalten und demnach in allen ihren Bestandteilen bruchsicher sind. Ihr Isoliermaterial und ihre Belegungen, nach einem besonderen Verfahren ausgebildet, befinden sich in Öl, das zur Wärmeabfuhr dient. Fig. 12 zeigt das Bild eines solchen Kondensators geschlossen und Fig. 13 geöffnet. Die Kapazität der Kondensatoren beträgt 60 000, bzw. 130 000, bzw. 450 000 cm und das Gewicht mit Ölfüllung rund 180 kg bei 75 × 41 × 21 cm Außenmaß.

Fig. 14 läßt die im Antennenkreis befindlichen Spulen von bedeutendem Durchmesser erkennen, deren Kupferband den großen Antennenstromstärken angepaßt ist. Die mittlere als Variometer ausgebildete Spule gestattet durch Greifer, die motorisch angetrieben werden, eine genaue Abstimmung der Antenne auf die Schwingungskreise.

Eine besondere Aufgabe war die Durchbildung der Tastanordnung, die durch Parallelschaltung besonders ausgebildeter Relais für einen sicheren Tastbetrieb mit einer Telegraphiergeschwindigkeit von 200 Buchstaben in der Minute gelöst wurde.

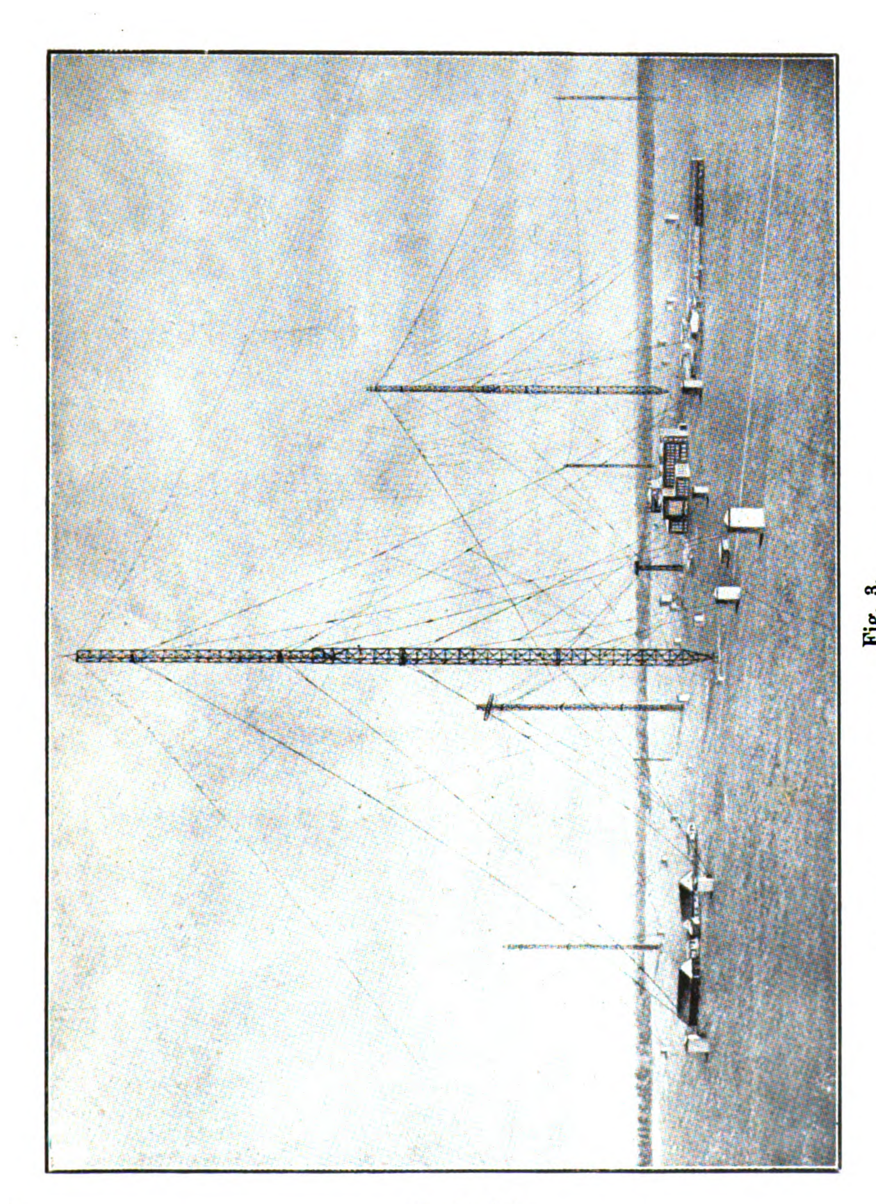


Fig. 3.
Telefunken-Großstation Nauen, vom Südostmast aus gesehen.

E. Quäck.

Verlag von M. Krayn in Berlin W.



Fig. 7.
Isolatoren-Rahmengehänge mit Rollenführung für die Antennendrähte

E. Quäck.

Verlag von M. Krayn in Berlin W.

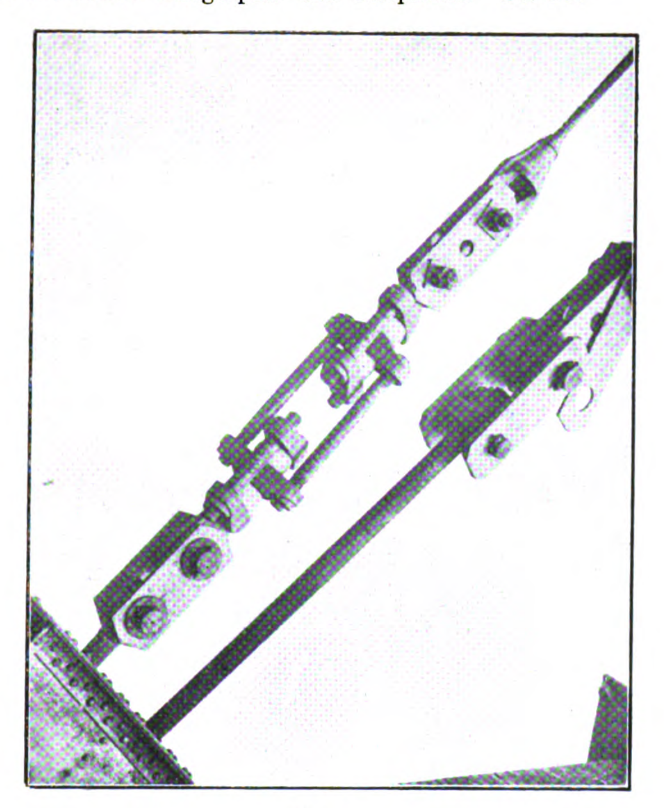


Fig. 8.
Abspannisolator.

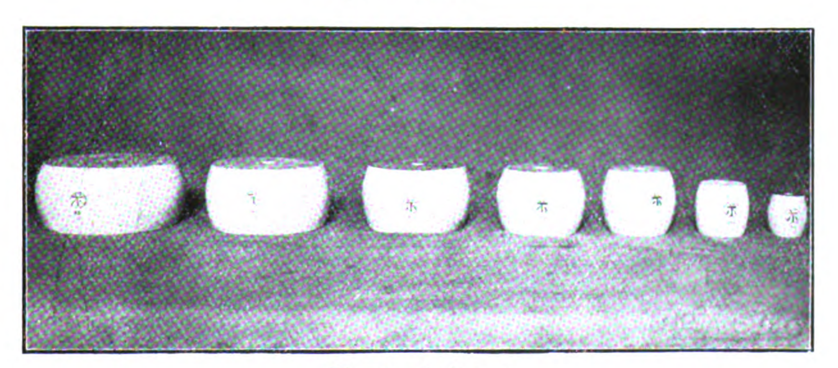


Fig. 9. Isolatoren.

Gewicht:	7,62 kg	5,77 kg	4,65 kg	2,93 kg	1,97 kg	0,86 kg	0,35 kg
Durchmesser:	200 mm	170 mm	150 mm	120 mm	90 mm	70 mm	50 mm
Höhe:	99 mm	99 mm	99 mm	99 mm	99 mm	79 mm	64 mm
Nutzlast:	85 t	72 t	57 t	35 t	23 t	13 t	7 t
Bruchlast:	310 t	270 t	225 t	170 t	118 t	95 t	60 t
Überschlagspannung trocken:	70 000 Volt	–	–	–	–	–	–
Desgl. naß:	82 000 Volt	–	–	–	–	–	–

E. Quäck.

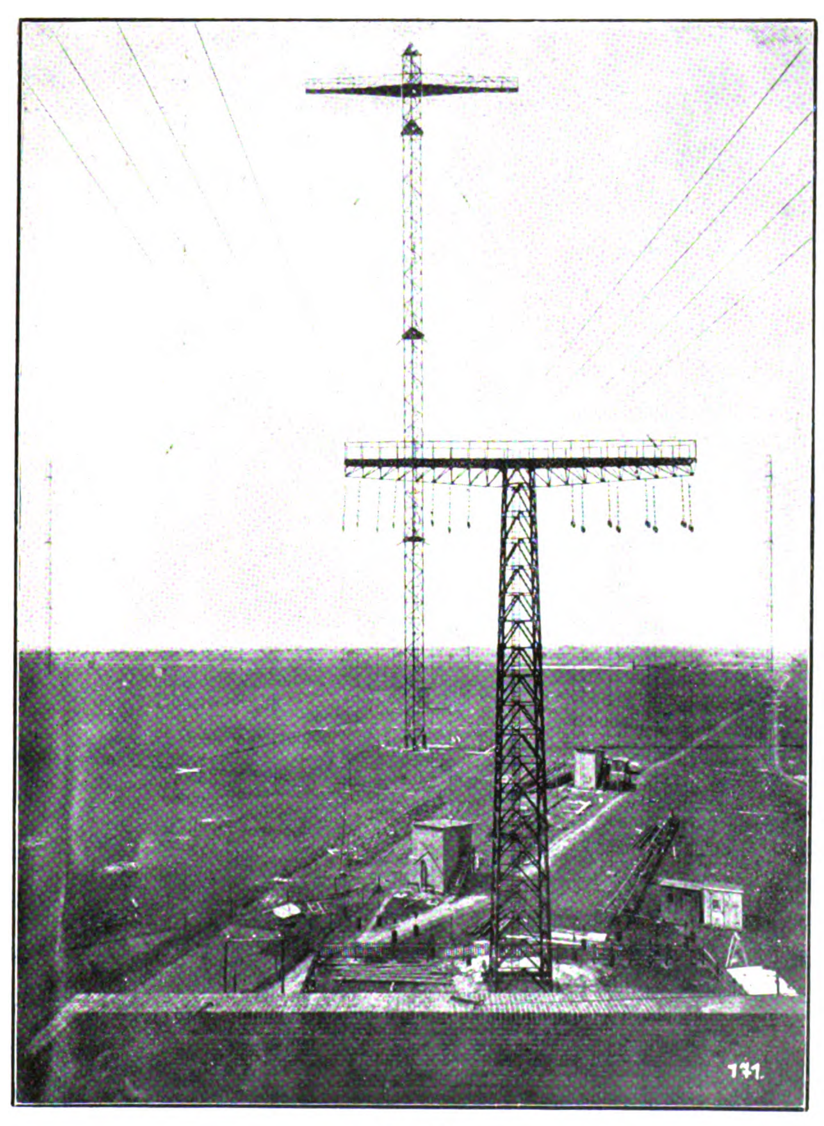


Fig. 10.
Antennenträger der kleineren Antenne.

E. Quäck.

Verlag von M. Krayn in Berlin W.

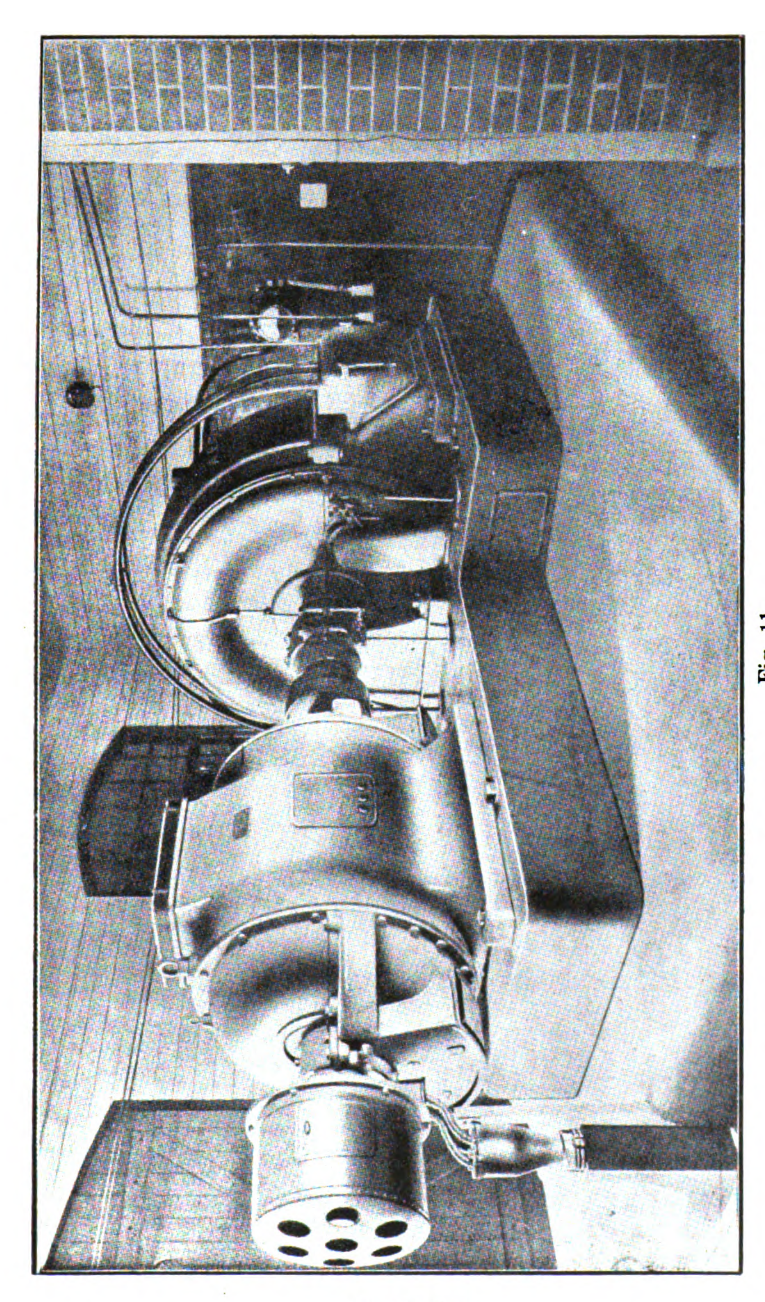


Fig. 11.
Hochfrequenzmaschine mit Drehstrom-Antriebsmotor von 800 PS-Leistung.

E. Quäck.

Verlag von M. Krayn in Berlin W.



Fig. 12.
Technischer Kondensator (geschlossen).

E. Quäck.

Verlag von M. Krayn in Berlin W.

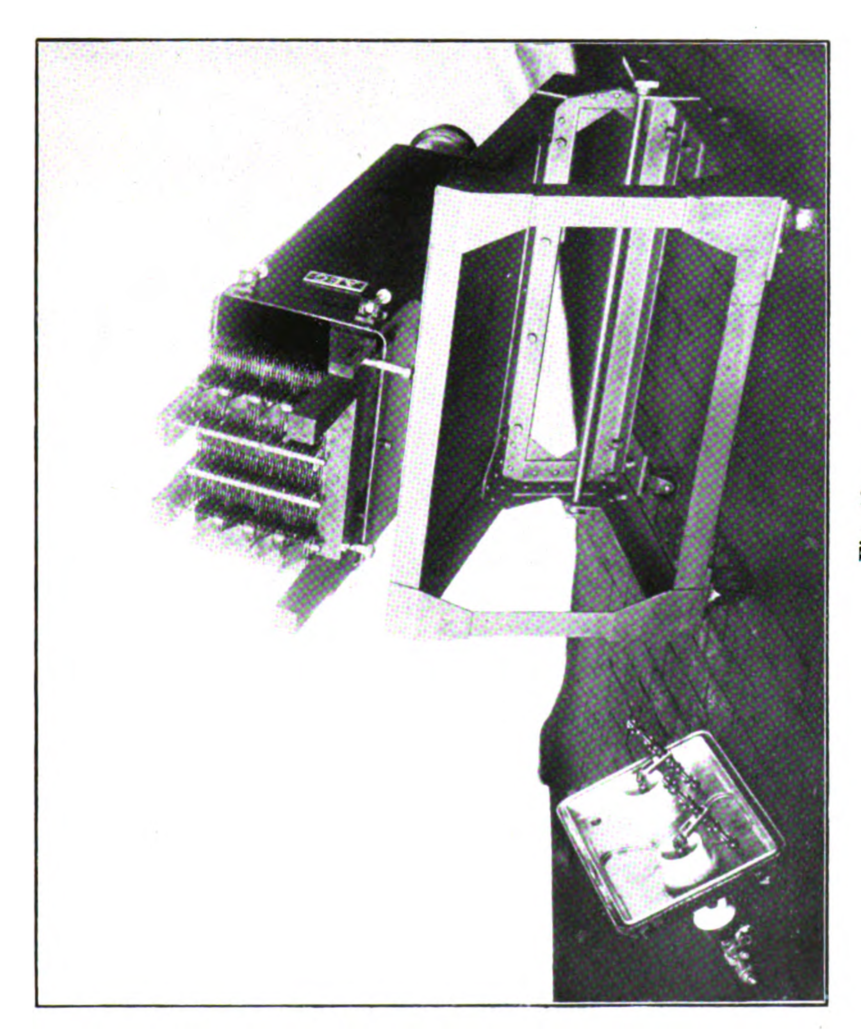


Fig. 13.
Technischer Kondensator (geöffnet).

E. Quäck.

Verlag von M. Krayn in Berlin W.

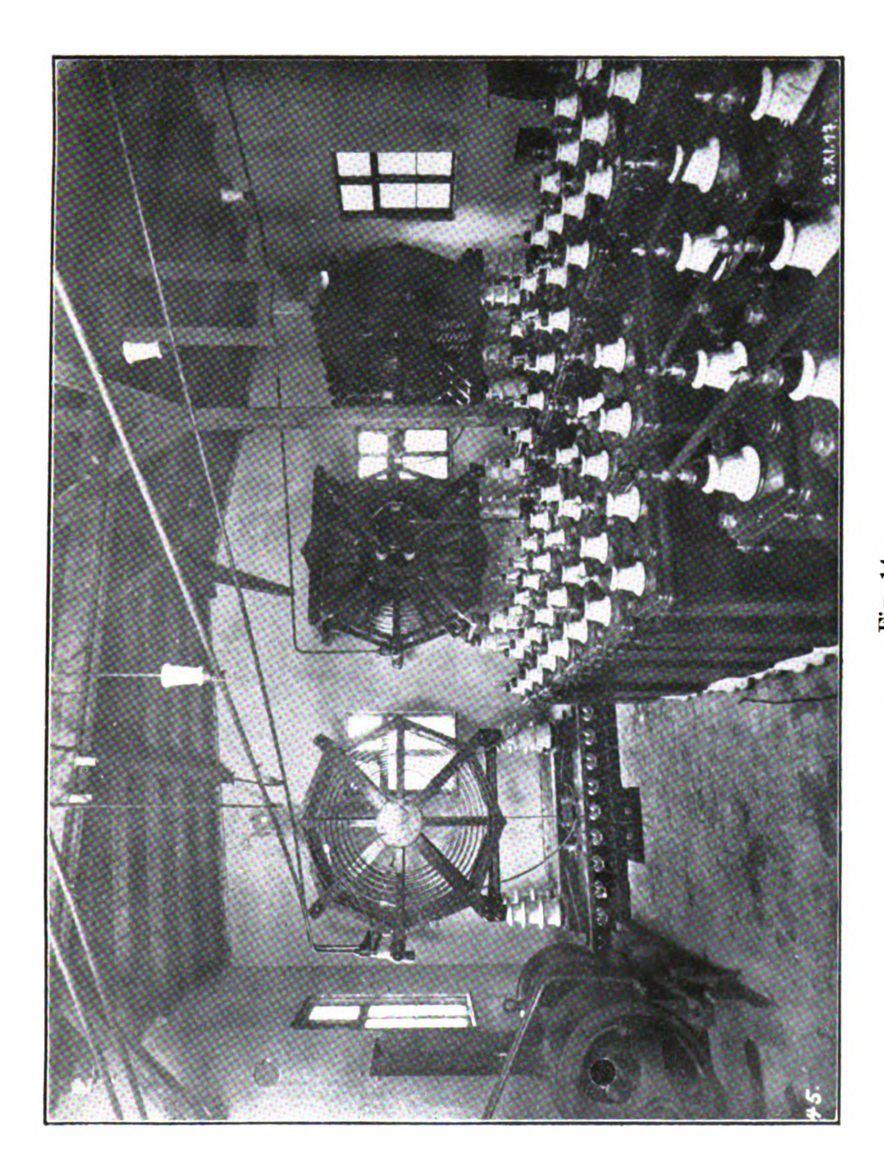


Fig. 14.
Hochfrequenzraum mit Spulen und Kondensatoren.

E. Quäck.

Verlag von M. Krayn in Berlin W.

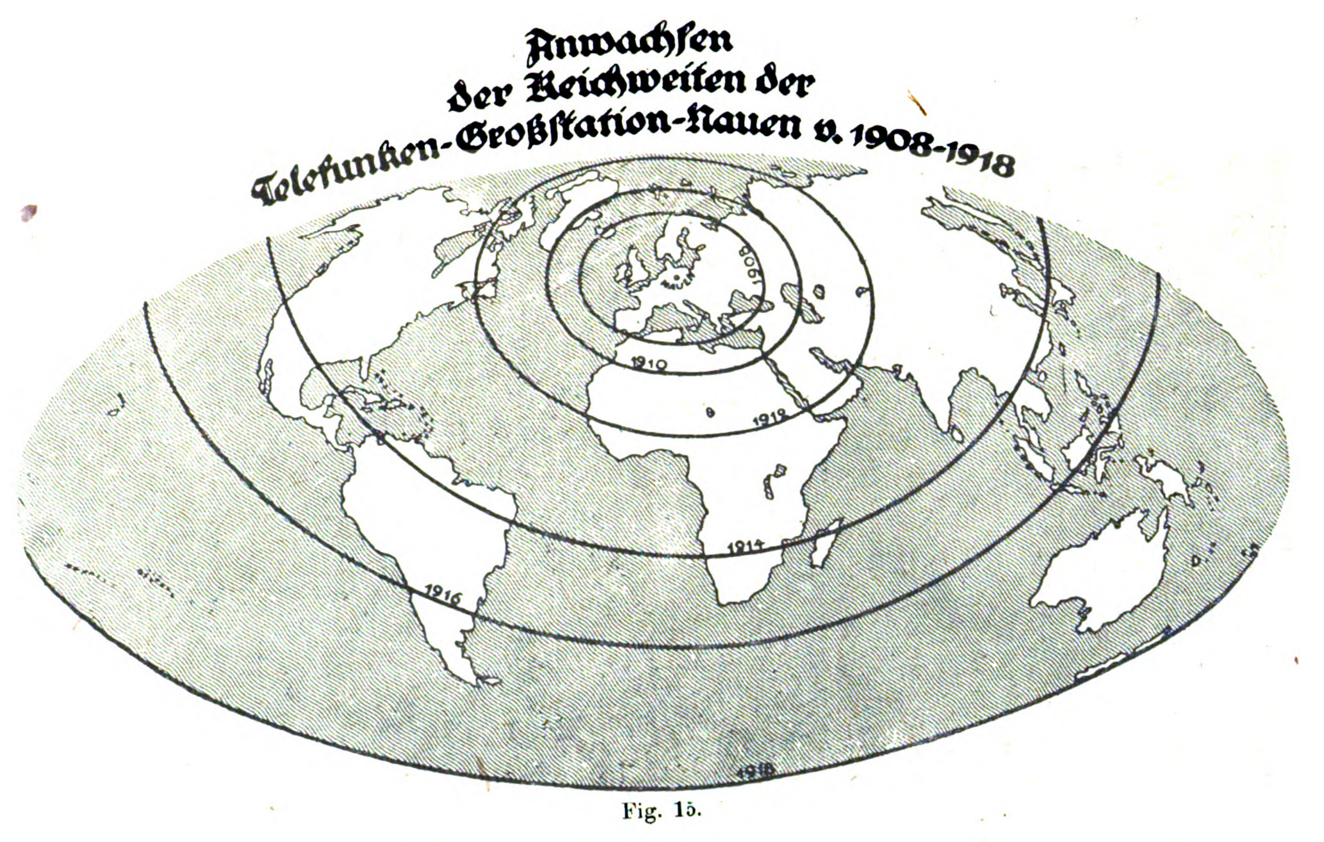

Anwachsen
der Reichweiten der
Telefunken-Großstation-Nauen v. 1908-1918
1908
1910
1912
1914
1916
1918

Fig. 15.

Der gesamte Wirkungsgrad, von der Energieaufnahme des Antriebsmotors bis zur Antennenenergie, ist äußerst günstig und beträgt bei der Welle 12 500 m etwa 65 %.

Wenn vorstehende Darlegungen nur einen ganz kleinen Einblick in die Gesamtanlage der Großstation Nauen gewähren, so lassen sie wohl erkennen, welche technische Leistung während der schwierigen Verhältnisse im Kriege vollbracht worden ist. Wohl aber hätte im Frieden kaum eine solche Unsumme von Erfahrungen gesammelt werden können, wie sie die eiserne Notwendigkeit des Krieges bewirkte, die zu immer größeren Leistungen anspornte. Heute kann mit Sicherheit gesagt werden, daß die drahtlose Telegraphie selbst für eine transozeanische Verbindung den Kinderschuhen entwachsen und (innerhalb der ihrer Eigenart gezogenen Grenzen) wohl als ein ebenbürtig mit der Kabeltelegraphie zu erachtendes Glied in der Technik der Nachrichtenübertragung anzuerkennen ist.

Die nachstehende Tabelle zeigt die Entwicklung der Station von 1908—1918.

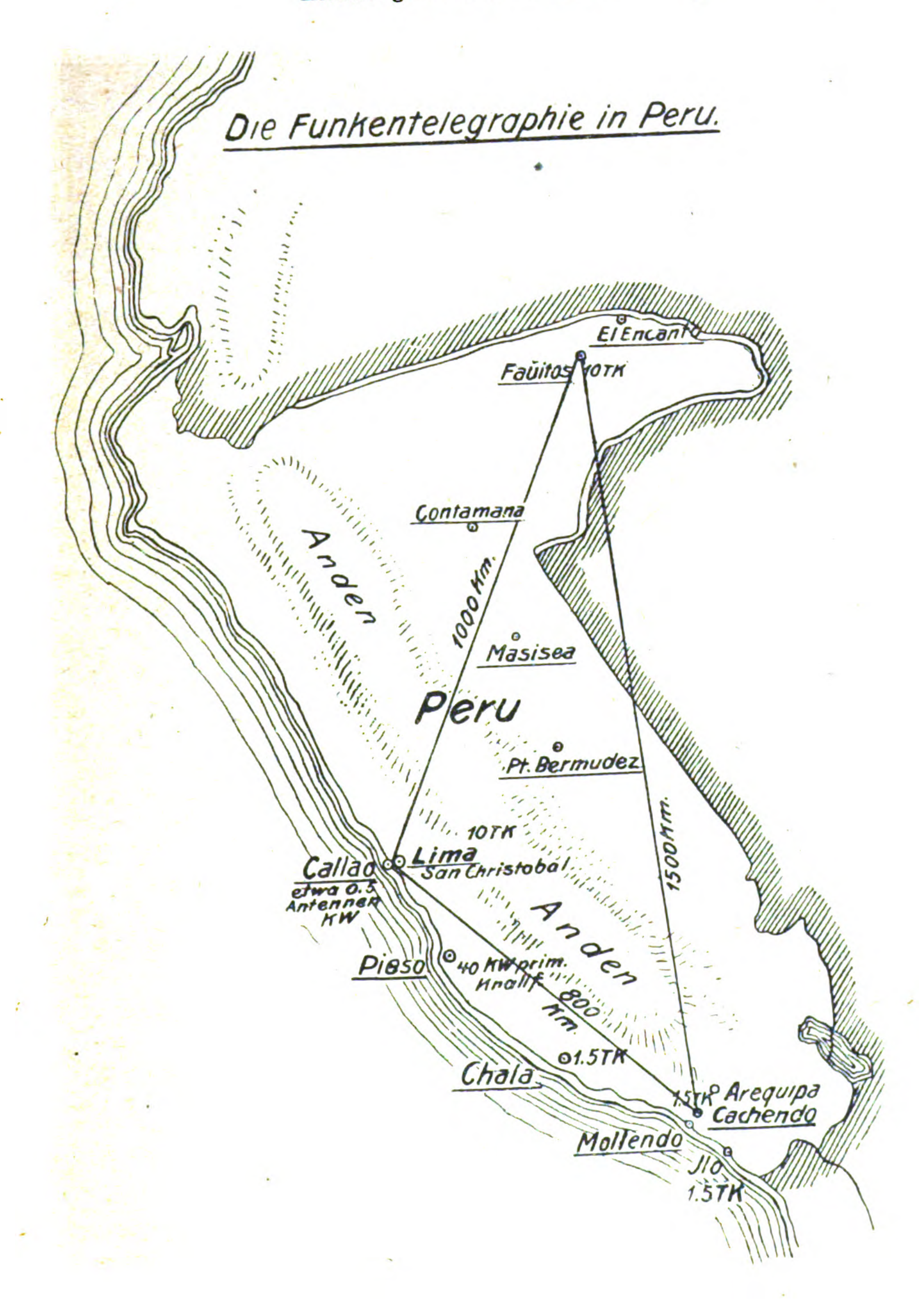
1908	1918	
	Große Antenne	Kleinere Antenne
Masten: 1 von 100 m Höhe	2 von 260 m Höhe 4 von 120 m Höhe	2 von 150 m Höhe 1 von 135 m Höhe
Antennenfläche: 31 000 qm	155 500 qm	77 500 qm
Primärleistung: 50 kW	600 kW	175 kW
Antennenleistung: 12 kW	400 kW	100 kW
Erregungsart: langs. Funk.	Hochfrequenzmaschine	Tönende Funken
Reichweite: 3600 km	20 000 km	8000 km

Aus der Fig. 15 ist das Anwachsen der Reichweiten der Großstation Nauen während dieser Zeit, bedingt durch die dauernden Verbesserungen, zu erkennen. Damit kann der Erdball somit heute als umspannt gelten.

Adresse des Verfassers: Oberingenieur E. Quäck bei Telefunken

Telefunken in Peru.

Die peruanische Zeitung „El Comercio" berichtet in begeisterten Worten über die Einweihung einer neuen drahtlosen Station in Cachendo bei Arequipa im südlichen Zipfel Perus am 8. Dezember 1917. Sie vergißt aber zu erwähnen, daß auch diese Station, gleich den meisten Funkenstationen Südamerikas, nach dem deutschen System Telefunken gebaut ist. Noch vor Kriegsausbruch sind die einzelnen Teile der


Die Funkentelegraphie in Peru.
El Encanto
Fauitos 10TK
Contamana
Anden
1000 Km.
Masisea
Peru
Pt. Bermudez
1500 Km.
10TK
Callao
Lima
San Christobal
etwa 0.5 Antennen KW
Anden
Pisco
40 KW prim. Knallf.
800 Km.
1.5TK
Chala
1.5TK
Arequipa
Cachendo
Mollendo
Jlo
1.5TK

Station von der Telefunkengesellschaft an die peruanische Regierung geliefert worden; die Leitung des Baues lag in den Händen des Telefunkenbeamten Scharfe und des peruanischen Fachmannes Augusto Tamayo. Cachendo liegt unweit der Küste des Stillen Ozeans; die dort errichtete Station von $7^1/_2$ KW. Antennenenergie steht sowohl mit der Hauptstadt des Landes, Lima, in 800 km Entfernung, als auch mit Iquitos am Amazonenstrom (1500 km) in Verbindung. Hierbei ist zu berücksichtigen, daß im letzteren Fall die Andenkette mit mittleren Höhen von 6000 m im Wege der Wellen liegt, und daß es sich um die Aufnahme von Funkentelegrammen unter den atmosphärisch schwierigsten Verhältnissen handelt. Die Verbindung mit Lima ermöglicht wiederum über die Telefunkenstation Manaos am Amazonas, den Verkehr mit der Station Para an der Mündung des Amazonenstromes in den Atlantischen Ozean, eine Strecke von über 3300 km, so daß hierdurch der Stille Ozean mit dem Atlantik drahtlos verbunden ist. Die Station Cachendo steht ferner im funkentelegraphischen Verkehr mit allen Telefunkenstationen in den Republiken Bolivia, Chile, Argentinien, Paraguay, Uruguay, Brasilien usw., die sich innerhalb einer Reichweite von 2200 km befinden. Späterhin wird Cachendo mit noch einer Reihe neu zu erbauender Telefunkenstationen verbunden werden; für vier derselben ist das Material von „Telefunken" bereits vor dem Kriege geliefert, so daß ihr Aufbau noch in diesem Jahre vor sich gehen wird. Wie wichtig die Funkentelegraphie gerade für die Erschließung der dortigen Gegenden ist, erkennt man aus dem Umstand, daß die Post für den Hin- und Rückweg von der Hauptstadt bis zu kleinen Orten des Binnenlandes 3 bis 4 Monate braucht, und daß Telegraphenlinien bei den häufigen Ungewittern der Anden und dem Pflanzenwuchs der Urwaldriesen immer wieder der Zerstörung ausgesetzt sind. Das Ergebnis der Stationstätigkeit ist viel weitreichender gewesen, als man in peruanischen Regierungskreisen gehofft hatte. Abgesehen davon, daß sie für Peru die Bedeutung eines vorgeschobenen Postens für die nationale Verteidigung hat, wird die Station Cachendo die Hauptstadt Lima mit den Orten des südlichen Binnenlandes verbinden und dadurch ein wichtiger Faktor für die Erhaltung und Entwicklung von Industrie und Handel daselbst werden.

Die für die Peruaner überraschenden Resultate der neuen Station beweisen aber nur aufs neue, daß die deutsche Funkentelegraphie heute eine Vollkommenheit erlangt hat, die von keinem anderen Lande der Welt erreicht ist.

E.

(Eingesandt 7. September 1918.)

B. W. Feddersen †.

In Leipzig starb im hohen Alter von 87 Jahren Geh. Hofrat Dr. Berend Wilhelm Feddersen, dessen elektrische Arbeiten von 1857—1866 in klassischen Versuchen durch Funkenphotographien vermittels rotierender Spiegel das Gebiet der elektrischen Schwingungen experimentell aufklärte. Zu diesen langsamen Oszillationen ist ja die moderne Funkentelegraphie in den Braun- und Wien'schen Anordnungen zurückgekehrt, und man bezeichnet Feddersen mit Recht als den Altmeister der elektrischen Schwingungen, dem unser verehrter Mitarbeiter Prof. Zenneck (der jetzt leider in Amerika zu Tatenlosigkeit verurteilt ist) zum 80. Geburtstag sein bekanntes Lehrbuch gewidmet hat. Die Arbeiten Feddersen über die elektrischen Entladungserscheinungen, vorbildlich auch dafür wie das Experiment durch theoretische Überlegungen geleitet werden muß, sind vollständig aufgenommen (1908) in „Ostwalds Klassikern der exakten Wissenschaften".

Eichhorn.

(Eingesandt 1. Oktober 1918.)

Patentschau.

Von **H. Eales.**

In der französischen Patentschrift 466 307 beschreibt Charles Andry-Bourgeois eine Schwimmboje, die als Antennenträger dienen und es Unterseebooten ermöglichen soll, im untergetauchten Zustand trotz des Widerstandes, den das Wasser dem Durchgang elektrischer Wellen bietet, drahtlos mit der Außenwelt zu telegraphieren oder zu telephonieren. In Fig. 1 ist eine Gesamtansicht eines Unterseebootes im untergetauchten Zustand dargestellt im Verein mit den beiden Lagen, die die Schwimmboje einerseits im Zustande des Nichtgebrauchs und andererseits im Arbeitszustande einnimmt. Fig. 2 zeigt in größerem Maßstabe die Schwimmboje in ihrer Ruhelage in einer in der Wandung des Unterseebootes vorgesehenen Vertiefung lagernd. Fig. 3 zeigt einen Schnitt durch die Schwimmboje, Fig. 4 einen Querschnitt durch das Verbindungskabel zwischen Boje und Boot und Fig. 5 und 6 sind Einzelheiten. In der Wandung *a* des U-Bootes und vorzugsweise in der Nähe des Kommandoturmes ist eine Vertiefung *b c* vorgesehen zur Aufnahme der Schwimmboje *d*. Diese ist mit einem Kabel *e* ver-

sehen, welches sich auf eine Trommel *f* aufrollt, deren Achse *g* durch die Schiffswandung wasserdicht hindurchgeführt ist und mit Hilfe eines Schneckengetriebes *h* von einem Motor aus angetrieben wird. Die in Fig. 3 in ihren Einzelheiten dargestellte Boje besitzt eine doppelte Wandung *i*, die zwischen sich und der Außenwandung *d* eine Kammer *j* von geeigneter Größe bildet. In diese Kammer münden

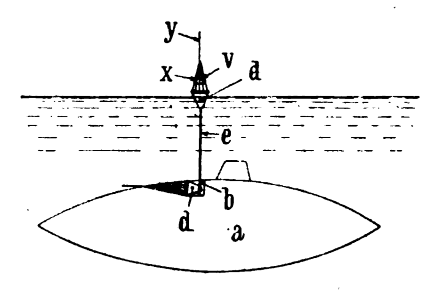


Fig. 1.

Röhren *R*, die mittels einer im Verbindungskabel *e* untergebrachten Schlauchleitung mit einer nicht weiter dargestellten Druckluftleitung im Innern des U-Bootes in Verbindung steht. In der Außenwand *d* der Boje sind Ventile *n* vorgesehen, die sich nach außen zu öffnen

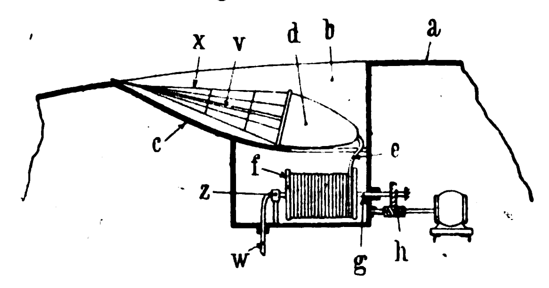


Fig. 2.

lassen, und von denen jedes mit einer Druckfeder *o* zum Schließen des Ventils versehen ist. Der Schaft *p* jedes Ventils greift an einem Winkelhebel *q* an, der von dem Anker *r* eines Elektromagneten *s* bewegt werden kann; letzterer kann nach Belieben vom Innern des U-Bootes aus mit Hilfe von Stromleitungen im Kabel erregt werden. Die Boje ist in ihrem unteren Teile mit Ballast *t* beladen und auf ihrer gesamten Oberfläche mit einem geeigneten isolierenden Schutzanstrich versehen, und sie trägt auf ihrem oberen Teile eine Isolier-

platte *u*, auf der ein Mast *v* von passender Länge befestigt ist. An dessen Spitze sind die Antennendrähte befestigt, die an ihrem anderen Ende mit Hilfe geteerter Seile am Umfang der Platte *u* befestigt sind. Der Mast trägt außerdem an seiner Spitze eine Verlängerung *y*, um die Strahlwirkung zu vergrößern. Das Kabel *e* ist an seinem Ende auf der Trommel *f* befestigt und steht durch die Trommelwelle *z* mit einem anderen Kabel *w* derselben Art in Verbindung, welches die

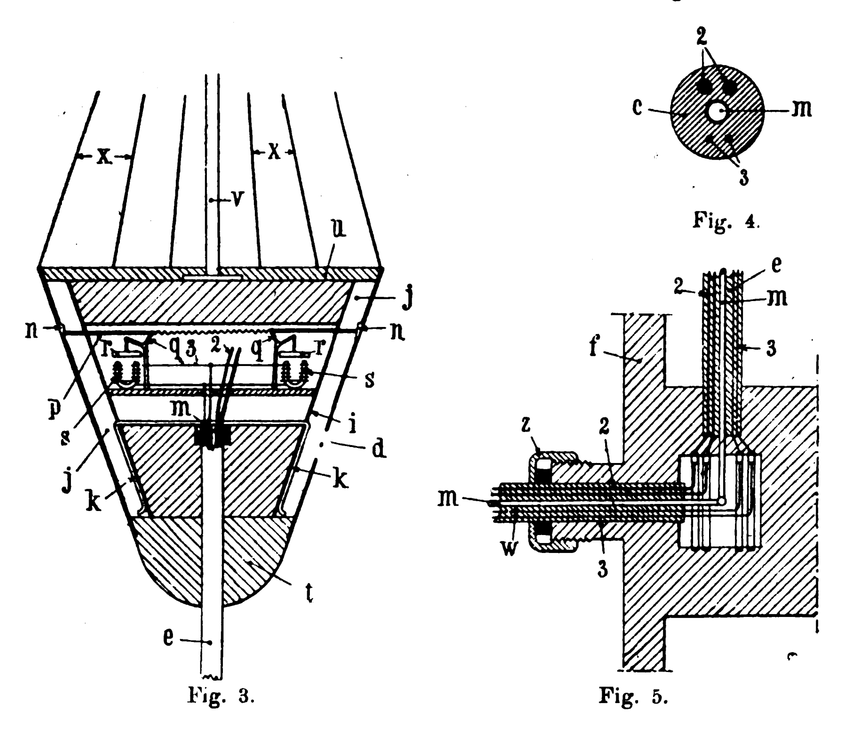


Fig. 3. Fig. 4. Fig. 5.

Wandung des U-Bootes wasserdicht durchsetzt. Das Kabel *w* führt zu den drahtlosen Sende- und Empfangsapparaten sowie zu einer Druckluftquelle im Innern des U-Bootes. Beide Kabel *e* und *w* bestehen, wie Fig. 4 zeigt, aus einer biegsamen Schlauchleitung *m* sowie zwei Gruppen von Stromleitungen 2 und 3; erstere (2) führen nach den Apparaten für drahtlose Telegraphie und letztere (3) dienen zur Speisung der Elektromagneten *s*. Die Verbindung zwischen den Kabeln *e* und *w* ist in Fig. 5 dargestellt. Die elektrische Verbindung erfolgt mittels Schleifringen und Bürsten, und die Druckluftverbindung durch eine drehbare Schlauchverbindung.

In der Ruhestellung nimmt die Boje die in Fig. 2 dargestellte Lage ein; das Kabel *e* ist vollkommen auf der Trommel aufgewickelt und der Zwischenraum *j* in der Wandung der Boje ist mit Wasser gefüllt, um ihr jeglichen Auftrieb zu nehmen, so daß sie in keiner Weise die Fahrt des U-Bootes hindern kann. Um telegraphieren zu können, schickt man durch die Röhren *m k* Druckluft, welche, da die Ventile *n* geschlossen sind, das in der Kammer *j* enthaltene Wasser austreibt und so der Boje einen Auftrieb verleiht. Die Boje steigt dann hoch und zieht das Kabel *e* nach sich. Das Abwickeln des Kabels *e* von der Trommel *f* wird durch Antrieb der Achse *g* erleichtert, und wenn die Boje die Wasseroberfläche erreicht hat, was man leicht merkt, wird der Motor stillgesetzt. Die Boje nimmt dann die in Fig. 1 dargestellte Schwimmlage ein und man kann drahtlose Nachrichten mit der Antenne *x y* senden und empfangen. Nach Beendigung des Nachrichtenaustauschs werden die Elektromagneten *s* erregt; dadurch werden die Ventile *n* geöffnet, die in der Kammer *j* enthaltene Luft kann entweichen, die Kammer *j* füllt sich demnach wieder mit Wasser und die Boje verliert ihren Auftrieb. Durch Drehen der Trommel *f* kann man nun das Kabel *e* wieder aufwinden und die Boje einziehen, bis die Boje wieder die in Fig. 2 dargestellte Lage einnimmt. Diese Anordnung bietet den Vorteil, die Telegraphie ohne Draht an Bord von Unterseebooten zu benutzen trotz des doppelten Hindernisses, welches einerseits das Wasser und andererseits die Metallwandung des U-Bootes dem Durchgang der elektrischen Wellen darbieten. Das Unterbringen der Boje in der Vertiefung der U-Bootwand beansprucht nur einen verhältnismäßig kleinen Raum und hindert nicht die Navigationsfähigkeit des Bootes. Die Boje kann auch gegebenenfalls dazu benutzt werden, den Ort des U-Bootes anzuzeigen, wenn sich dieses im manövrierunfähigen Zustande auf dem Meeresboden befindet und der Hilfe von außen her bedarf.

Zwei ähnliche Anordnungen für U-Boote mit Schwimmbojen als Antennenträger, die im Bedarfsfalle vom untergetauchten U-Boot aus an die Meeresoberfläche emporgelassen werden können, betreffen die amerikanischen Patentschriften 1 028 989 von Charles Brown in Chicago und 1 009 800 bzw. französische Patentschrift 436 549 von John Francis Shea in Tampa, Hillsboro, Staat Florida, V. St. A. Bei ersterer kann die Boje ebenfalls nach Belieben durch Füllen des Innenraumes mit Luft und Nachlassen eines wasserdicht durch das Bootsdeck hindurchgeführten Luftschlauches, in welchem ebenfalls die notwendigen Kabel für die Bedienung von Ventilen, Signallampen,

Motoren u. dgl. untergebracht sind, vom untergetauchten Boote aus an die Wasseroberfläche hinaufgelassen und, nach Öffnen der Ventile und daraufhin selbsttätig erfolgendem Anfüllen der Boje mit Wasser wieder eingezogen werden. Bei letzterer dagegen ist dieses Einziehen nicht gut möglich, so daß diese Anordnung in erster Linie für Gefahrsignalisieren, zum Heranrufen von Rettung aus Seenot dienen soll. Mangels Raum kann hier leider nicht näher auf diese Anordnungen eingegangen und die zugehörigen Figuren reproduziert werden; Inter-

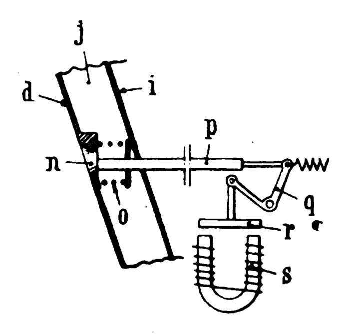


Fig. 6.

essenten müssen daher auf das Studium der genannten Patentschriften selbst verwiesen werden.

Ebenfalls zur Telegraphie zwischen Unterseebooten dient die Anordnung von Greenleaf Whittier Pickard in Amesbury, Massachusetts nach der amerikanischen Patentschrift 1 051 443, die mit der sogenannten Stromlinientelegraphie arbeitet. In Fig. 7 ist diese Anordnung dargestellt. Pickard weist in der genannten Patentschrift zunächst darauf hin, daß man bei der Stromlinientelegraphie bisher mit horizontalen Basislinien auf beiden zusammenarbeitenden Stationen gearbeitet habe und daß man zur Nachrichtenübermittlung Wechselströme von so niedriger Frequenz benutzt habe, daß die zwischen den Elektroden ausgehenden Stromlinien sich nach allen drei Dimensionen ausbreiteten. Diese bisher bekannten Arten der Stromlinientelegraphie mit Niederfrequenzströmen und horizontaler Basislinie waren deshalb mangelhaft, weil erstens infolge der Anwendung horizontaler Basislinien neutrale Lagen auftreten, in denen die Basislinie an der Empfangsstelle Punkte gleichen Potentials miteinander verband, so daß dann im Empfänger kein Stromfluß zustande kommen konnte und ein Nachrichtenaustausch unmöglich war und weil zweitens, wie bereits

angedeutet, die Stromlinien von der Senderbasis aus sich nach allen drei Raumrichtungen ausbreiten konnten, so daß ihre Wirkung im Verhältnis der dritten Potenz der Entfernung der Stationen voneinander abnahm und zur Überbrückung größerer Entfernungen daher übermäßig große Energiemengen aufgewendet werden mußten. Pickard will daher zur Vermeidung dieser Nachteile an Stelle horizontaler Basislinien solche verwenden, die gleichzeitig vertikal und horizontal, also schräg verlaufen, und zugleich Wechselströme höherer Frequenz verwenden. Wegen des auch im Wasser auftretenden Skineffekts dringen diese Wechselströme höherer Frequenz nicht sehr tief in das

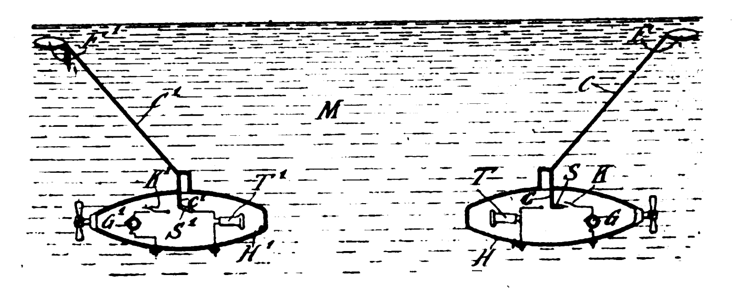


Fig. 7.

Wasser ein, so daß statt einer dreidimensionalen nur eine Schwächung im Verhältnis des Quadrats der Entfernung zustande kommt, und wegen der Verwendung schräg verlaufender Basislinien, wobei dann also die Elektroden Wasserschichten verschiedener Tiefe miteinander verbinden, treten sowohl horizontale wie vertikale Stromkomponenten auf, so daß sich solche oben erwähnten neutralen Zonen nicht oder nur in seltenen ungünstigen Fällen ausbilden können.

Die in Fig. 7 dargestellten Unterseeboote $H H_1$ im Wasser M sind sowohl mit Sende- als auch mit Empfangseinrichtungen ausgerüstet. Ein Umschalter S bzw. S^1 ermöglicht ein Umschalten zwischen Senden und Empfang und zwar ist das rechts dargestellte Boot augenblicklich auf Senden und das linke auf Empfang gestellt. F bzw. F' sind schwimmende Elektroden, die vom Wasser M nicht isoliert sind und mittels des vom Wasser gut isoliertem Schleppkabels C bzw. C' vom Boot aus nachgeschleppt werden. Mittels des Schalters S bzw. S_1 kann dieses Elektrodenkabel nach Belieben über den Taster K bzw. K_1 mit dem Wechselstromerzeuger G bzw. G' oder mit dem Telephonhörer T bzw. T_1 verbunden werden. In jedem Falle bildet

dann die metallische Schiffswandung die Gegenelektrode. Der Zweck der Verwendung der Schwimmelektroden $F F'$ besteht darin, eine Höhendifferenz zwischen der oberen Elektrode und der Schiffselektrode herzustellen. Auf Linienschiffen würde man zur Herstellung dieser Vertikalkomponenten an Stelle von Schwimmelektroden natürlich beschwerte, also untertauchende Elektroden verwenden.

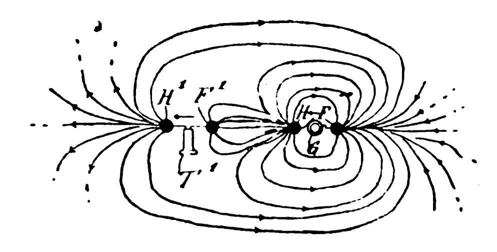


Fig. 8.

In Fig. 8 und 9 ist schematisch der Verlauf der Stromlinien dargestellt und zwar zeigt Fig. 9 einen Vertikalschnitt durch das Wasser. Die gestrichelte Linie deutet die Grenze an, über die hinaus die Stromlinien nicht wesentlich tiefer ins Wasser eindringen. Die besondere Frequenz, die in jedem einzelnen Falle gewählt werden muß, hängt vom spezifischem Widerstande des Wassers ab und von der Tiefe, bis zu welcher die Boote im Wasser untergetaucht sind. Ein elektrischer Wechselstrom dringt in einem Leiter bis zu einer Tiefe ein, die proportional ist zu

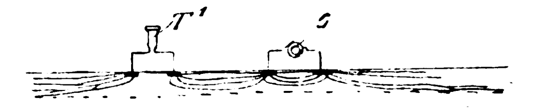


Fig. 9.

$$\frac{1}{\sqrt{2 \pi v k n}},$$

wo v die magnetische Permeabilität des Leiters, k die Konduktivität derselben und n die Wechselzahl pro Sekunde ist. So ist z. B. für Kupferleiter die Tiefe der leitenden Schicht von Gray (Absolute Measurements in Electricity and Magnetism, Seite 338, Band II, Teil 1) in folgender Tabelle angegeben worden:

Wechselzahl	Tiefe in Zentimetern
80 Wechsel pro Sekunde . .	0,719 cm
120 „ „ „ . .	0,587 „
160 „ „ „ . .	0,509 „
200 „ „ „ . .	0,455 „

Wenn nun im vorliegenden Falle das leitende Medium gewöhnliches Seewasser ist mit einer spezifischen Leitfähigkeit, die angenähert vier Millionen mal kleiner ist als die von Kupfer, so würde die Tiefe der wirksamen Oberflächenschicht zweitausend mal größer sein, oder für eine Frequenz von 200 Perioden in der Sekunde angenähert neun Meter. Nun bedeutet aber der Ausdruck wirksame Oberflächenschicht einfach die Tiefe der Schicht, in der der ganze Strom konzentriert ist, wenn die Stromdichte gleichförmig wäre. Die Stromstärke ist indessen am größten an der Wasseroberfläche und nimmt rasch mit der Tiefe ab und wird daher erst unmerkbar klein in einer Wassertiefe, die zwei oder dreimal die Tiefe der oben erwähnten wirksamen Oberflächenschicht ist, die also ungefähr 25 m beträgt. Im praktischen Gebrauch bei der drahtlosen Telegraphie zwischen Unterseebooten, bei denen die größte normale Tauchtiefe etwa 20 m beträgt, und die Schleppelektrode F immer auf etwa 10 m oder weniger unter der Wasseroberfläche gehalten werden kann, kann eine viermal größere Frequenz, also 800 Wechsel in der Sekunde, verwendet werden. Bei dieser Frequenz wird die wirksame Oberflächenschicht angenähert 5 m dick und die Stromstärke unmeßbar klein in einer Wassertiefe von ungefähr 12 bis 15 m. Wenn also das U-Boot sich in einer Tiefe befindet, die stets größer ist als 10 m, wird die Differenz der Intensität bei H stets merklich verschieden von der bei F sein, und die Empfangsbasislinie $F_1 H_1$ des linken Bootes Fig. 7 wird daher der Sitz wirksamer Wechselstromspannungen werden. Pickard sagt am Ende seiner Beschreibung, daß diese Anordnung auf Unterseebooten der Kriegsmarine der Vereinigten Staaten von Amerika eingerichtet und ausgeprobt worden sei.

Reginald A. Fessenden in Brant Rock Massachusetts, V. St. A beschreibt in der amerikanischen Patentschrift 1 035 334 eine Anordnung für drahtlose Sende- und Empfangsstationen, durch die eine wirksame Ausstrahlung und eine größere Empfangswirkung erzielt, und insbesondere Absorptions- und Schirmwirkungen vermindert werden sollen. Im Besonderen bezieht sich die Erfindung auf diejenigen Fälle. in denen die drahtlosen Sende- und Empfangsapparate in einem Raume

untergebracht werden müssen, der von Eisen- oder Stahlwänden umgeben ist, wie z. B. auf Kriegsschiffen, wo es erwünscht ist, die drahtlosen Apparate unterhalb des Panzerdecks anzuordnen. Fessenden sagt, daß dies bisher sich als unmöglich erwiesen hätte, da die erzeugten oder die empfangenen Signale, wenn diese Apparate auf Kriegsschiffen unterhalb des Panzerdecks angeordnet würden, beim Durchgang durch das Deck so geschwächt würden, daß ein zufriedenstellender Verkehr über größere Entfernungen unmöglich würde. Als Ergebnis zahlreicher Versuche will nun Fessenden festgestellt haben, daß diese Schwächung voraussichtlich auf Hysteresis- und Wirbelstromverluste zurückzuführen sind, die in der Metallwand induziert werden, durch die die Hochfrequenzleitungen (Antennenleitungen) führen. Er hat ferner durch Versuche festgestellt, daß das bloße Heranbringen einer Hochfrequenzleitung auf einige Fuß Entfernung von einer Stahlplatte auf einen Bereich von fünf bis zehn Fuß eine beträchtliche Schwächung der Signale zur Folge hat. Er will ferner durch zahlreiche weitere Versuche festgestellt haben, daß diese Schwächung vermieden werden kann, indem die Hochfrequenzleitungen von Röhren aus gut leitendem Material umgeben werden, die entweder vollwandig oder geschlitzt sind und vorzugsweise aus Kupfer oder Siliziumbronze bestehen und die Antennenleitungen oder irgend welche der sonst in Betracht kommenden Hochfrequenzleitungen an denjenigen Stellen umgeben, wo diese durch Stahlwände hindurch führen oder in der Nähe von Wandflächen aus Stahl oder anderem stromleitenden Material verlegt sind. In Fig. 10 stellt 11 einen Raum eines Schiffes dar, bei dem 12 das Schutz- oder Panzerdeck und 13 das Oberdeck ist. 14 ist die Wasserlinie, 15 und 16 sind Masten zum Tragen der Antennen, 17, 17, 17 ist die Antenne, die aus einer Anzahl parallel geschalteter Drähte in Gestalt eines mit der Spitze nach unten zeigenden Dreiecks angeordnet sind. 18 ist die Antennenzuleitung, 22 eine Hochfrequenzmaschine und 23 ein Empfänger. 20 ist eine Kupferröhre von z. B. 2 Fuß Durchmesser, die entweder vollwandig sein kann, oder, wie bei 29 angedeutet, der Länge nach geschlitzt ist. 19, 19 sind Isolatoren, die die Hochfrequenz- oder Antennenleitung 18 im Innern der Röhre 20 halten. Die Apparate der drahtlosen Sende- bzw. Empfangsstation können entweder direkt mit dem Schiffskörper leitend verbunden werden, wie dies bei 23a dargestellt ist, oder es kann, wie bei 24 gezeigt, ein Schalter angewendet werden, durch den die Apparate entweder direkt mit dem Schiffskörper oder mit einigen der Leiter verbunden werden können, die durch das Schiffsdeck hierdurch verlaufen, z. B. mit der Kupfer-

röhre 20 durch die Leitungsverbindung 25, wie in Fig. 10 dargestellt. Die Kupferröhre 20 ist ferner vorzugsweise auch so angeordnet, daß sie durch den Schalter 26 mit einer Kupferrohrleitung 27 verbunden werden kann, die über die Bordwand des Schiffes verlegt ist und mit einer Kupferbelegung 28 an der Außenwand des Schiffes verbunden ist. Fessenden sagt, daß er durch Versuche festgestellt habe, daß

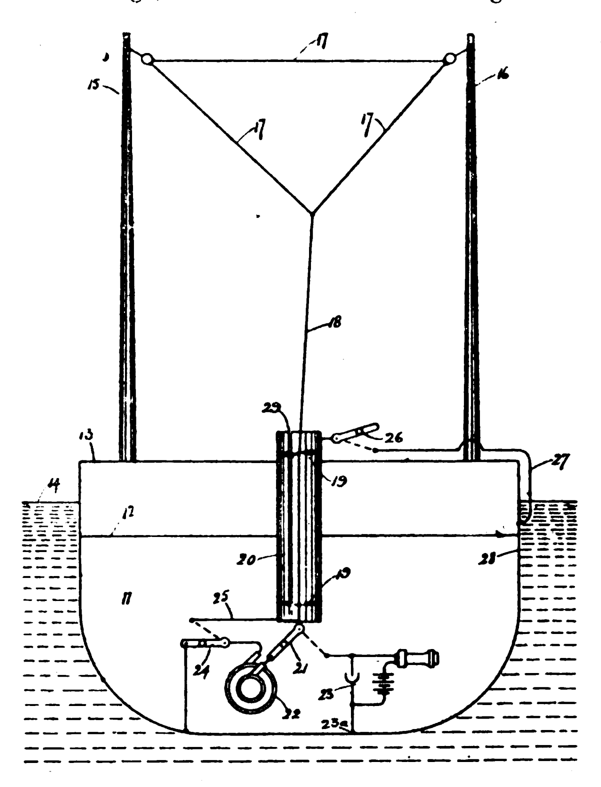


Fig. 10.

die oben erwähnten Schwierigkeiten durch die Anwendung dieser Kupferrohre vermieden werden können, und die Signale mit praktisch ihrer vollen Stärke ausgesandt und empfangen werden können. Während früher die Abstimmung sehr schwach war, wenn die drahtlosen Apparate unterhalb eines Stahldecks angeordnet waren, ist sie durch die Erfindung sehr scharf geworden. Als Beispiel führt er das Linienschiff Connecticut der Kriegsmarine der Vereinigten Staaten von

Amerika an, das in Brooklyn im Kriegshafen lag, und mit dieser Erfindung ausgestattet war. Es konnte dann die Signale von Brant Rock, Massachusetts mit praktisch unverminderter Stärke empfangen, während gleichzeitig die Störungssignale von der drahtlosen Station im Brooklyner Kriegshafen vollkommen ausgeschaltet waren, so daß sie überhaupt nicht gehört werden konnten.

Die Signal-Gesellschaft m. b. H. in Kiel hat sich durch zwei britische Patente, Nr. 736 und Zusatz dazu Nr. 23 728 vom Jahre 1913, Verbesserungen von Luftleiteranordnungen auf Flugzeugen schützen lassen. Die Anordnung nach der an zweiter Stelle genannten britischen Patentschrift bildet zugleich noch den Gegenstand des französischen Patents 458 085 derselben Gesellschaft. In der britischen Patentschrift 736/1913 wird davon ausgegangen, daß bei der drahtlosen Telegraphie auf Flugzeugen entweder mit einem vom Flugzeug herabhängenden Antennendraht und dem Flugzeuggestell selbst als Gegengewicht für den Antennendraht gearbeitet worden ist und daß es auch schon vorgeschlagen worden sei, im Falle von Doppeldeckern, bei denen die beiden einander parallelen Tragflächen zur Verfügung stehen, jede dieser beiden Flächen leitend zu machen, sie aber elektrisch voneinander zu isolieren, und sie als die beiden wesentlichen Glieder des Strahlungssystems zu benutzen. Diese beiden bekannten Arten hätten aber mehr oder weniger ernste Nachteile, und es sollen daher folgende Bedingungen erfüllt werden:

1. Das Strahlungssystem soll keinerlei Richtwirkung besitzen, damit die ganze Energiestrahlung möglichst gleichförmig nach allen Richtungen parallel zur Erdoberfläche erfolgt.

2. Das Strahlungssystem soll vollständig konstante elektrische und Raumfaktoren besitzen, also soll der herabhängende Antennendraht, dessen Lage zum Flugzeug sich mit der Geschwindigkeit derselben und den Windverhältnissen ändert und daher die Abstimmung auf eine bestimmte Wellenlänge erschwert, vermieden werden.

3. Es sollen alle Anordnungen, die die Flugfähigkeit des Flugzeuges vermindern, vermieden werden.

4. Es soll ermöglicht werden, auch sogleich nach dem Landen Signale zu geben und zu empfangen.

5. Es sollen große Reichweiten ermöglicht werden, ohne daß die mechanische Festigkeit des Flugzeugs leidet. Letzteres ist der Fall, wenn beide Tragflächen eines Doppeldeckers für die Strahlung herangezogen werden, da die notwendige Isolation der Tragflächen voneinander die Festigkeit des Flugzeugs gefährdet und da zudem infolge

der geringen Entfernung der Tragflächen voneinander die Strahlungswirkung des Antennensystems sehr klein ist.

Um alle diese Nachteile zu vermeiden, soll gemäß der Erfindung das Strahlungssystem fest mit dem Flugzeugkörper verbunden werden, dergestalt, daß das eine Glied (Gegengewicht) von den leitenden Teilen des Flugapparates und insbesondere von Leitern gebildet wird, die längs der Oberfläche des Flugzeugs verlegt sind, und daß das andere System (Luftleiter) über dem Flugzeug angeordnet ist, so daß die volle

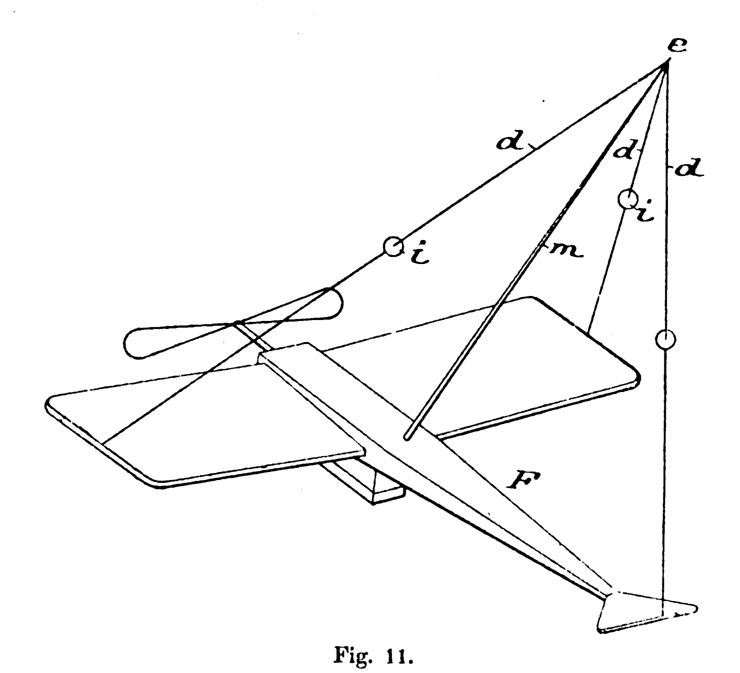


Fig. 11.

Ausdehnung der Tragflächen zur Herstellung der notwendigen Längenausdehnung des Luftleiters nutzbar gemacht werden kann. In Fig. 11 ist dies schematisch dargestellt: *F* ist das Flugzeug selbst. Auf ihn ist ein Mast *m* befestigt, der beispielsweise hinter der Mitte des Flugzeugs befestigt ist. Die Drähte *d* sind oben am Mast befestigt, und erstrecken sich nach den Enden der Tragflächen und nach dem Schwanz des Flugzeugs. Isolatoren *i* an den Enden der Drähte sichern eine gute Isolation der Drähte von den anderen Gliedern des Strahlungs-

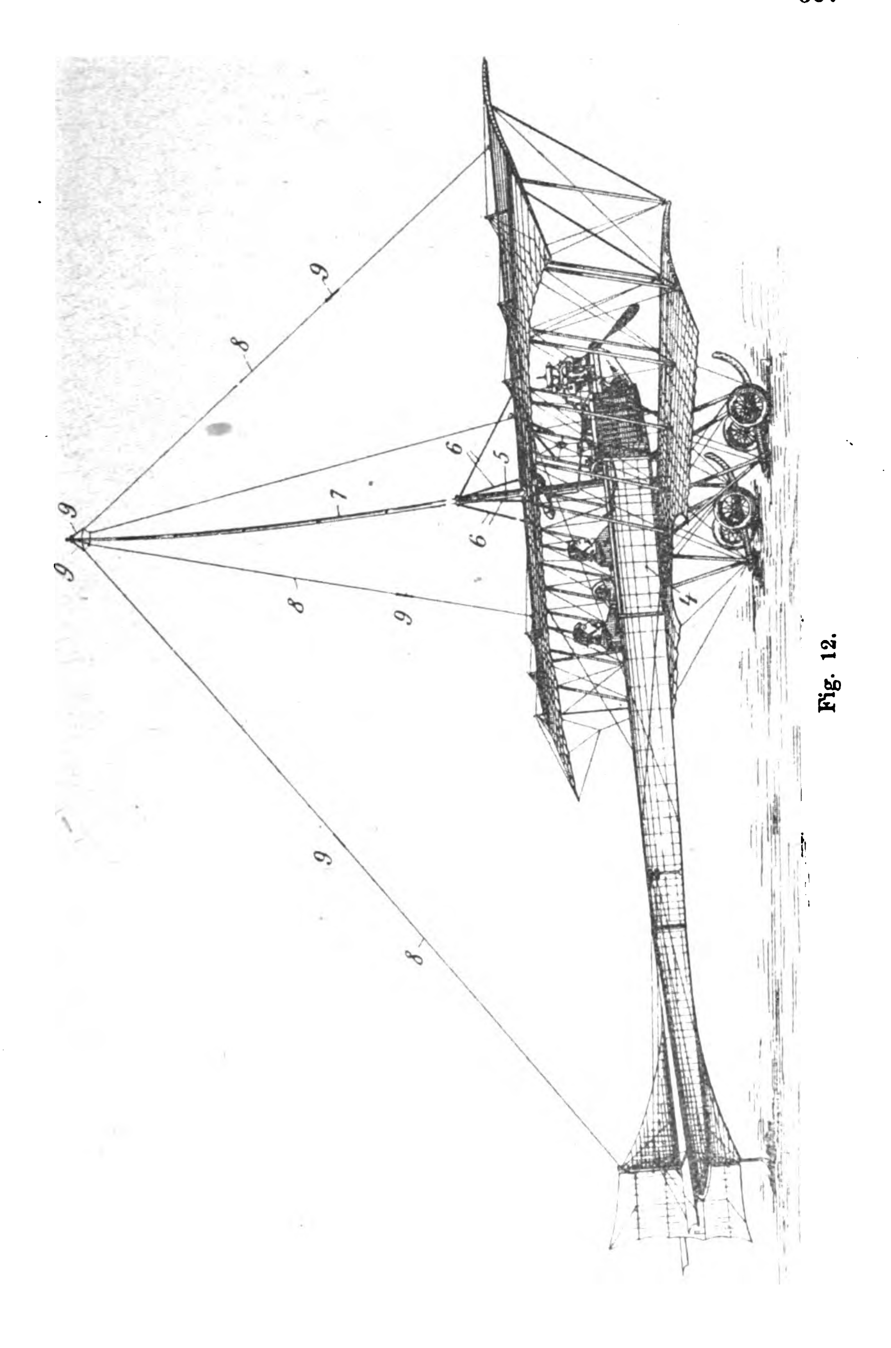


Fig. 12.

systems, d. h. von den leitenden Teilen des Flugzeugs selbst. Der Mast selbst kann als Schwingungsleiter verwendet werden, und muß dann selbst gut leitend und vom Flugzeug gut isoliert sein. Oder er kann auch aus nichtleitendem Material bestehen, z. B. aus Bambusrohr; dann muß ein besonderer Leitungsdraht nach dem Verzweigungspunkt *e* der Schirmdrähte *d* führen. Dadurch, daß Leitungsverbindungen auf den Oberflächen des Flugzeugs nach allen leitenden Teilen des Flugzeugs geführt werden, können diese in ihrer Gesamtheit zur Bildung des Gegengewichts herangezogen werden. Statt eines einzigen Mastes könnten auch mehrere Maste zur Verwendung kommen.

In dem britischen Zusatzpatent 23728 vom Jahre 1913 ist eine besondere konstruktive Durchbildung dieser Mastanordnung beschrieben und in Fig. 12 dargestellt. Dort wird ausgeführt, daß es ratsam ist, daß der Luftleiter nicht nur elektrisch von allen Teilen des Flugzeugs, die das Gegengewicht bilden, isoliert ist, sondern daß auch keine leitenden Teile zu nahe an den Luftleiter herankommen. Es sei daher nicht ratsam, den Mast, der das Luftleitergebilde trägt, von Drähten halten zu lassen. Es sei außerdem nicht ratsam, die Luftleiterdrähte, die nach den Flügelenden und der Schwanzspitze führen, zur Festhaltung des Mastes zu verwenden, weil diese Drähte durch den Winddruck stark beansprucht und beim Landen durch Trägheitswirkung leicht reißen könnten und man daher ziemlich starke Drähte verwenden müßte. Deshalb soll hier im Flugzeuggestell an geeigneter Stelle, also in der Nähe des Schwerpunktes des Flugzeuges ein Stahlrohr eingebaut werden, entweder in senkrechter oder in leicht nach rückwärts geneigter Lage. Das obere Ende dieses Stahlrohrs soll vorzugsweise etwas über die obere Tragfläche hervorragen und von einigen Streben gehalten werden, die ebenfalls aus Stahlröhren bestehen können und starr mit dem Flugzeug verbunden sind. Der Mast, der in diese Stahlröhre hineingesteckt werden kann, ist vorzugsweise aus einem leichten festen und elektrisch isolierendem Material z. B. aus Bambusrohr gemacht. Durch Versuche ist festgestellt worden, daß eine Höhe von 6 m genügend ist um über praktisch genügende Entfernungen zu telegraphieren. Die Abmessungen des Mastes sind so zu wählen, daß er dem Winddruck und den Beanspruchungen bei Geschwindigkeitsänderungen (z. B. beim Landen) standhält. In Fig. 12 ist diese Anordnung dargestellt. 5 ist das Stahlrohr im Gestell 4, 6, 6 vier Stahlrohre zur Versteifung desselben, 7 der Bambusmast, 8 sind die Schirmantennendrähte und 9 die zwischengeschalteten Isolatoren.

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

G. Mahler, Physikalische Aufgabensammlung (Nr. 243). 2. Aufl. 1917.

K. Fischer, Einführung in die Hochspannungstechnik (Nr. 609). 2. Aufl. 1918. Sammlung Göschen, Leipzig. M. 1.25

A. Deckert, Physikal Grundlagen der Funkentelegraphie. M. 1.20

— Magnetismus und Elektrizität. M. 1.—

— Gleichstrom u. Wechselstrom auf mechan. Grundlage. M. —.30 (Sämtlich Teuerungszuschlag.) J. Köselsche Buchhandlung, Kempten-München 1918.

Joseph Rosenthal, Röntgentechnik. Verlag von Johann Ambrosius Barth, Leipzig. 1918. M. 9.—

Hermann Weyl, Gravitation und Elektrizität. Sonderdruck Sitzungsber. K. Ak. d. Wiss. XXVI. 1918. Verlag Georg Reimer, Berlin W. 10.

J. Wiesent, Die neuesten Fortschritte in der Erkenntnis der Eigenschaften der Materie. Verlag Ferdinand Enke, Stuttgart. 1918. M. 2.—

H. von Gottschall, Adolf Anderssen, der Altmeister deutscher Schachspielkunst. Verlag Veit & Comp., Leipzig Geb. M. 13 — und 25 % Teuerungszuschlag.

A. Bolliger, Deutschland am Scheidewege. Verlag J. F. Lehmann, München. M. 1.50

F. A. Schulze, Große Physiker. Verlag B. G. Teubner, Leipzig. 2. Aufl. 1917. M. 1.50 u. Teuerungszuschlag

Robert Andrews Millikan, The Electron. The University of Chicago Press, Chicago, Illinois 1917.

Heinrich Mache, Die Physik der Verbrennungserscheinungen. Verlag Veit & Comp., Leipzig 1918. M. 6.—, geb. M. 8.— u. 25 % Teuerungszuschlag.

Dr. Max Beer, Der demokratische Gedanke im kriegführenden Deutschland. Verlag Ferd. Wyss, Bern. M. —.60 (50 Ctm.)

In dieser Broschüre äußert sich der bekannte Verfasser des Regenbogenbuches, der „Entente annexionniste" und anderer Werke zur Geschichte des Krieges zu einem Thema, das, wenn es auch unmittelbar zur inneren Politik Deutschlands gehört, von anerkannt internationaler Bedeutung ist und eng mit der ganzen Debatte über Krieg und Frieden verknüpft ist. In diesem weiteren Zusammenhang stellt auch Beer die Entwicklung des demokratischen Gedankens in Deutschland seit dem Kriege dar. Ohne zu verkennen, was alles noch zu tun ist, um dem demokratischen Gedanken in Deutschland zur vollen Entwicklung zu bringen, entwirft er ein in seiner Sachlichkeit und Anschaulichkeit einleuchtendes und sympathisches Bild der großen Fortschritte, die Deutschland in seiner innerpolitischen Fortbildung während des Krieges erzielt hat. Besonders fesselnd und gut gezeichnet ist die Gegenüberstellung des deutschen demokratischen Ideales zu den demokratischen Staatsformen in den andern Großmächten, gut herausgearbeitet vor allem die Beziehungen des deutschen demokratischen Gedankens zu der früheren russischen Reaktion und sowie die Charakteristik der deutschen politischen Eigenart der russischen Revolution. Elegant geschrieben, knapp und treffsicher in ihren Urteilen und Schlußfolgerungen ist die Schrift ein höchst bemerkenswerter Beitrag zur politischen Geschichte unserer Zeit und ein ehrliches Bekenntnis zu neuen Gesichtspunkten. Wer die übrigen Schriften des Verfassers kennt, wird nicht überrascht sein, daß

auch diese Arbeit in aufrichtigen warm empfundenen Friedenswünschen ausklingt und für einen Frieden der Gerechtigkeit, der die Voraussetzung aller demokratischen Entwicklung ist, eintritt.

Georg Wegener, Der Wall von Eisen und Feuer. Zweiter Teil: Champagne—Verdun—Somme. Große Ausgabe. 400 Seiten mit 81 Abbildungen. Leipzig: F. A. Brockhaus. 1918. Geheftet 10 M. Gebunden 12 M.

Literaturverzeichnis.

Ambronn, Richard, Über die elektrische Leitfähigkeit von Glas und Bergkristall. Diss. Göttingen 1913.

Barton, E. H. u. Browning, H. M., Phil. Mag. **35** (6), 203, 1918. Coupled circuits and mechanical analogies.

Bethenod, J., l'Élettrotecnica (Milan), Vol. V, Nr. 15—17. Su la teoria dell' eccitazione ad impulso di un circuito oscillante.

— Rev. Gén. de l'É., Tome IV, Nr. 2, S. 35, 1918. Sur les courbes caractéristiques et les conditions de stabilité des régimes.

Budde, E., Physik. Ztschr. **19**, 321, 1918. Über die Bildung von Kombinationstönen und Obertönen (akustisch).

Dwight, H. B., Rev. Gén. de l'Él., Tome IV, Nr. 2, S. 38, 1918 (Ref. über El. World **71**, 300, 1918). Formules pratiques pour le calcul de la self-induction des longues bobines de réactance.

Elektrot. Ztschr. 39, 298, 1918. Die Zahl der bestehenden Funkspruchstellen. Neue Telefunkenstation in Peru.

Erhardt, Fritz, Ann. Phys. **54** (4), 41, 1917. Die reversible magnetische Permeabilität bei hohen Frequenzen.

Feddersen, B. W., †, Elektrot. Ztschr. **39**, 319, 1918.

Greenhill, G., Phil. Mag. **35** (6), 140, 1918 (u. Dez. 1917). Coupled circuits and mechanical analogies.

Howe, G. W. O., Phil. Mag. **35** (6), 131, 1918. On the relation of the audibility factor of a shunted telephone to the antenna current as used in the reception of wireless signals (Note hierzu von van der Pol jr. ebenda S. 134).

John, Wilhelm, Ann. Phys. **55** (4), 299, 1918. Untersuchungen über die Dielektrizitätskonstante von Mischungen fester Körper mit Luft (Diss. Leipzig, 1916).

Joly, J., Proc. Roy. Soc. **94**, A 664, S. 547, 1918. A method of avoiding collision at sea.

Korn, A., Physik. Ztschr. **19**, 327, 1918. Mechanische Theorien des elektromagnetischen Feldes (IX).

Latour, Marius, Rev. Gén. de l'Él., Tome IV, Nr. 2, S. 36, 1918. Remarque sur les pertes dans le fer par hystérésis.

Metzler, Karl, Helios **24**, 273, 1918. Der magnetische Widerstand des Luftspaltes bei Nutenankern.

Osnos, M., Electrician **81**, 246, 1918 (nach Elektrot. Ztschr. Vol. **38**). Theory of the static frequency-doubler.

Pieck, V., Ann. Phys. **54** (4), 197, 1917. Über die Vorgänge im sogenannten Löschfunken.

Pécheux, H., Rev. Gén. de l'Él., Tome III, S. 891, 1918. Calcul des circuits inductifs en dérivation.

Pomey, J. B., Rev. Gén. de l'Él., Tome IV, S. 3, 1918. Charge de condensateur sous force électromotrice alternative, Régime musical.

— ebenda S. 72. Longueur d'onde et affaiblissement des circuits téléphoniques (Note hierzu S. 129 von A. Aurie).



Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 13. 1919. Heft 5.

Inhalt.

Manuskripte für das Jahrbuch sind an die Redaktion: *Dr. G. Eichhorn in Zürich, Hauptpostfach 6123*, zu senden. Zur Erleichterung der Berichterstattung wird um Zusendung einschlägiger Sonderabdrücke und Mitteilung wichtiger Arbeiten für das Literaturverzeichnis gebeten.

Abonnements und Inserate sind an die Verlagsbuchhandlung von *M. Krayn, Berlin W. 10, Genthinerstraße 39* zu richten.

Die Strahlung und Richtwirkung einiger Luftdrahtformen im freien Raume.

Von **W. Burstyn.**

Unter der „wirksamen Länge" eines Luftdrahtes versteht man bekanntlich jene Länge, die ein vom selben Strome durchflossener Dipol haben muß, um die gleiche Fernwirkung zu ergeben.

Im folgenden soll dieser Ausdruck dahin erweitert werden, daß unter der „in bestimmter Richtung wirksamen Länge" Λ eines Luftdrahtes die Länge jenes vom selben Strome durchflossenen Dipols verstanden werden soll, der in der Richtung seiner stärksten Wirkung, also in seiner Äquatorebene, ebenso stark strahlt wie der Luftdraht in der betreffenden Richtung. Trägt man die Strecken Λ als Vektoren in den zugehörigen Richtungen von einem Punkte aus auf, so erhält man eine Kurve, die nichts anderes ist als die übliche „Fernwirkungscharakteristik" des Luftdrahtes.

Diesen Vektoren sind die linearen elektrischen oder magnetischen Feldstärken in großer Entfernung proportional. Ihren Quadraten proportional ist die Dichte der Strahlung in der betreffenden Richtung; als ihr Maß diene die Leistung S, welche der vom Strom 1 durchflossene Luftdraht in der (groß gedachten) Entfernung 1 durch die Flächeneinheit sendet. Demnach ist

$$S = k \cdot \Lambda^2, \tag{1}$$

wobei k nur die Proportionalität ausdrückt.

Die folgenden Ableitungen sind für Luftdrähte im freien Raume durchgeführt. Soweit sie sich aber auf Luftdrähte beziehen, durch welche eine Symmetrieebene gelegt werden kann, sind sie ohne weiteres auch auf vollkommen geerdete Luftdrähte anwendbar, da ja eine vollkommen leitende Erde durch das Spiegelbild des Luftdrahtes ersetzt werden kann.

I. Der gerade Luftdraht.

Ein aus einem geraden Drahte bestehender und überhaupt jeder zentrisch-symmetrische Luftdraht ist (mindestens für lange Wellen) bekanntlich in seiner Fernwirkung durch einen Dipol ersetzbar, dessen Länge Λ_0 (wirksame Länge des Luftdrahtes) gleich der wirklichen Länge des letzteren, multipliziert mit einem zwischen $^1/_2$ und 1 liegendem Formfaktor ist[1]).

1) Vgl. z. B. Zenneck, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie, 3. Aufl., Seite 45.

Denkt man sich den Dipol in den wirklichen Luftdraht hinein, so wären seine Enden als „Strahlungspole" des Luftdrahtes zu bezeichnen.

Die Strahlung eines Dipols (Fig. 1) gehorcht bekanntlich dem Gesetze

$$A_a^{\text{Dipol}} = a \cdot \cos\alpha = A_0^D \cdot \cos\alpha \tag{2}$$

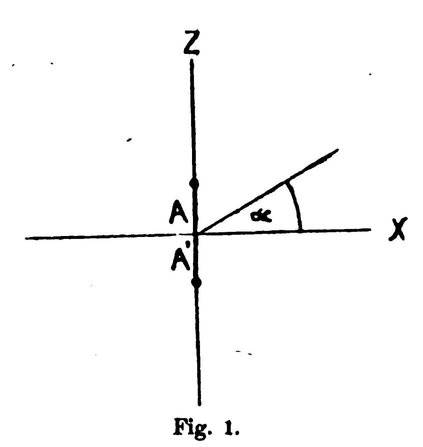


Fig. 1.

Die Figg. 2 und 3 zeigen die Charakteristiken für die XZ- und die XY-Ebene.

Die Strahlungsdichte in der Richtung α beträgt nach (1)

$$S_a^D = k \cdot (A_a^D)^2 = S_0 \cdot \cos^2\alpha \tag{3}$$

Diese „quadratische" Charakteristik wird durch Fig. 4 wiedergegeben; die Kurven sind, beiläufig bemerkt, nicht Ellipsen.

Durch die zu $d\alpha$ gehörige Kugelzone (Fig. 5) geht die Leistung

$$\begin{aligned} dA^D &= S_a^D \cdot 2\pi\cos\alpha \cdot d\alpha \\ &= 2\pi \cdot S_a^D \cdot \cos^3\alpha \cdot da, \end{aligned}$$

somit durch die gesamte Kugeloberfläche

$$A^D = 2\pi S_0^D \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} d\alpha \cdot \cos^3\alpha = 2\pi \cdot S_0 \cdot \frac{4}{3}$$

Dies, durch die Oberfläche 4π der Kugel dividiert, ergibt die mittlere Leistungsdichte

$$S_m^D = \frac{2}{3} S_0^D \tag{4}$$

Daher ist



$$A_m^D = A_0^D \cdot \sqrt{\frac{2}{3}} \tag{5}$$

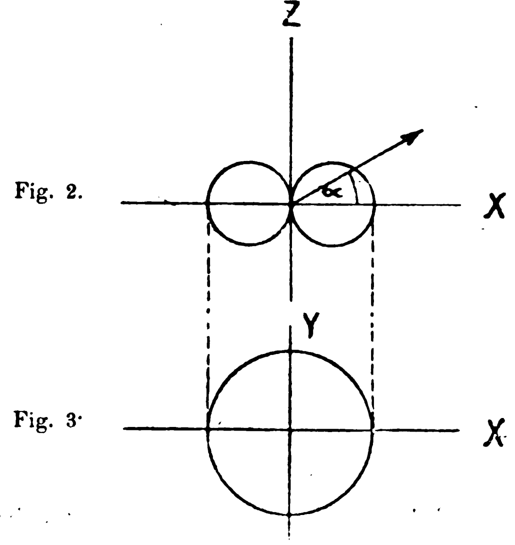


Fig. 2.

Fig. 3.

Der quadratische Mittelwert der Strahlung eines Dipols nach allen Richtungen beträgt $\sqrt{\frac{2}{3}} = 0{,}82$ des größten Wertes.

Den reziproken Wert dieser Zahl, 1,225, könnte man als „räumliche Richtwirkung" des Dipols bezeichnen; er ist das Verhältnis der stärksten auftretenden Strahlung zur mittleren.

II. Der gekrümmte Luftdraht.

In einem Luftdrahte seien AB und BC (Fig. 6) zwei aufeinander folgende, vom gleichen Strome durchflossene Elemente. In der Pfeilrichtung ist AA' die wirksame Länge des Dipols AB. $C'C$ die wirksame Länge des Dipols BC. $AA' + C'C$ ist aber auch die wirksame Länge eines vom selben Strome durchflossen gedachten Dipols AC, der daher in der Pfeilrichtung die beiden Elementardipole zu ersetzen vermag.

Das gleiche läßt sich für jede Richtung in der Zeichenebene und auch im Raume nachweisen. Daraus folgt:

Zwei oder mehr aneinander stoßende, vom selben Strome durchflossene Dipole lassen sich für verhältnismäßig große Wellenlängen durch einen einzigen ersetzen, der ihre Enden verbindet.

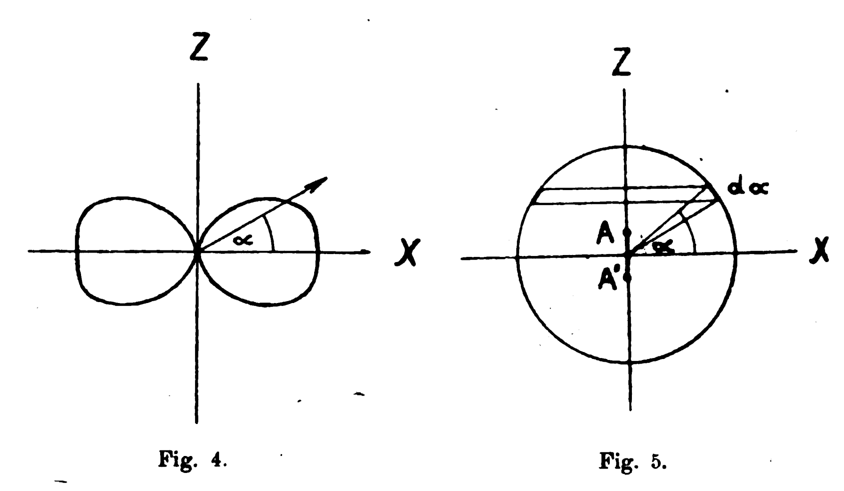


Fig. 4. Fig. 5.

Das Verfahren, um einen irgendwie gekrümmten Luftdraht (z. B. eines Flugzeuges) in einen Dipol zu verwandeln, möge der Einfachheit halber für eine Krümmung in nur 1 Ebene erklärt werden. In Fig. 7a

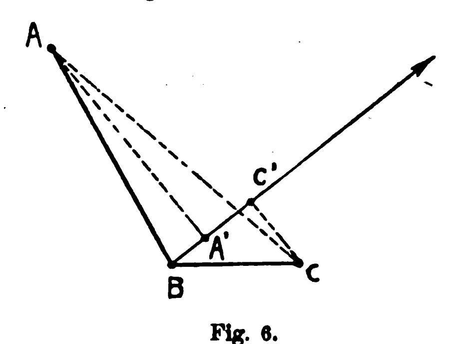


Fig. 6.

bedeutet *A B* den Luftdraht. Man bestimmt zunächst die Verteilung des Stromes auf ihm. (Für mäßige Krümmungen weicht sie nicht stark von der auf einem geraden Drahte ab.) Der Strombauch *O* teilt den Draht in seine zwei Schwingungshälften. Jede derselben zerlegt man in so viele Teile, daß jeder derselben als gerade und von gleichmäßigem Strome durchflossen angesehen werden kann. (Die Unterteilungen sind durch

Querstriche angedeutet. Für die Endstücke setzt man die halbe Länge an.) Nun bestimmt man für jedes Stück durch Multiplikation seiner Länge mit seiner Stromstärke (die Stromstärke im Strombauche zu 1

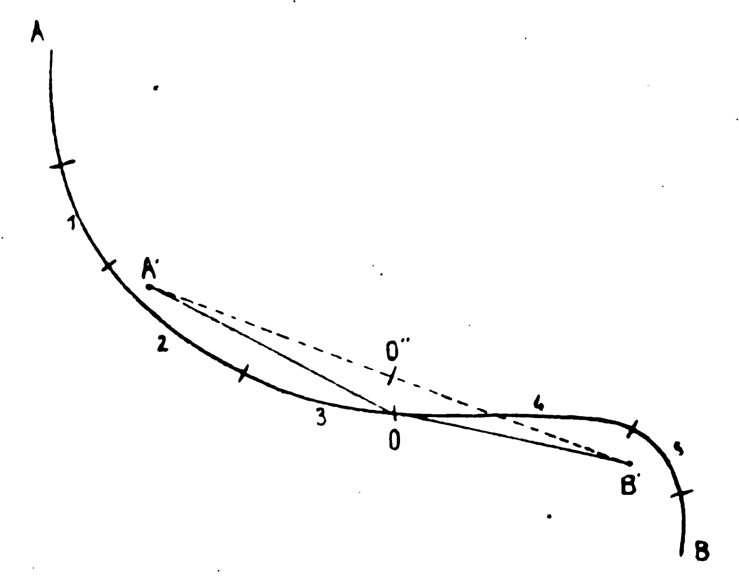


Fig. 7a.

angenommen) die wirksame Länge und setzt die so erhaltenen Vektoren für jede Luftdrahthälfte zusammen (Fig. 7b). Die erhaltenen Punkte $A'B'$ geben, in Fig. 7a eingetragen, Länge und Lage des

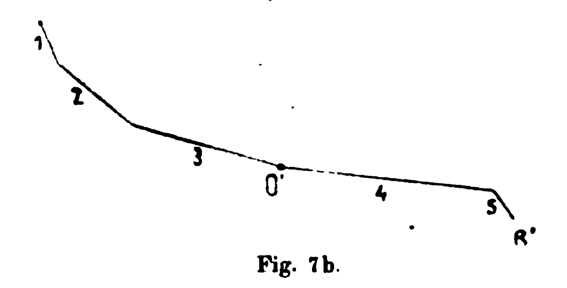


Fig. 7b.

äquivalenten Dipols. Sie sind für die betreffende Wellenlänge die „Pole" des Luftdrahtes. Die Mitte von $A'B'$, der Punkt O'', ist jener Punkt, aus dem man sich die Fernwirkung des Luftdrahtes kommend

denken, und die man daher als seinen Strahlungsmittelpunkt bezeichnen kann. —

Es ist danach klar, daß bei gutleitender Erde jeder geerdete Luftdraht, mindestens sofern er stark verlängert (klein gegen die Wellenlänge) ist, durch einen senkrechten Dipol ersetzt werden kann, z. B. der

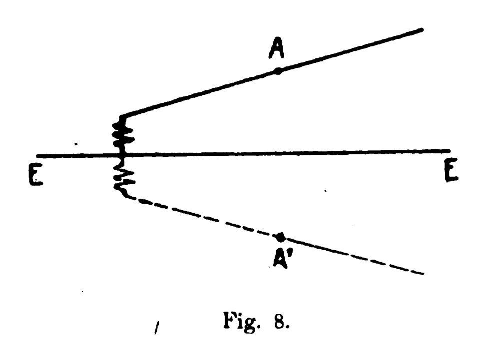


Fig. 8.

schräge Luftdraht nach Fig. 8 durch den Dipol AA'. Eine Richtwirkung in der Horizontalen kann daher nicht auftreten[1].

In gleicher Weise wie für einen einfachen gekrümmten Luftdraht läßt sich der äquivalente Dipol auch für einen verzweigten Luftdraht bestimmen, z. B. für einen solchen von **Y**- oder **H**-Form (**T**-Antenne).

Sind die Abmessungen eines Luftdrahtes nicht klein im Vergleich zur Wellenlänge, so treten Interferenzerscheinungen auf; der Luftdraht läßt sich dann nicht mehr für alle Richtungen durch denselben Dipol ersetzen. Einzelne solcher Fälle werden weiter unten besprochen.

III. Der Doppeldipol.

Zwei gleiche Dipole, AA' und BB' (Fig. 9), die in gleicher Stärke und entgegengesetzter Phase schwingen, befinden sich in der Entfernung a voneinander.

(Praktisch kann dies durch die Anordnung nach Fig. 10 hergestellt werden. Es ist jedoch zu beachten, daß die beiden Luftdrähte keine Ausdehnung in der Richtung ihrer Verbindungslinie besitzen dürfen.

1) A. Garbasso (Jahrb. 5, 280) findet unter den gleichen Voraussetzungen als Charakteristik einer schrägen Antenne ungefähr eine Ellipse, deren große Achse in der durch die Antenne gelegten senkrechten Ebene liegt, und deren kleine Achse um den Cosinus des Neigungswinkels kleiner ist. Bei der auszugsweisen Wiedergabe der Arbeit ließ sich der ursächliche Fehler nicht feststellen.

Sonst entstehen unreine Verhältnisse, die sich denen einer Schleife nähern; z. B. kommt dann Strahlung nach oben zustande.)

Für eine beliebige Richtung ist die wirksame Länge des Doppeldipols gleich der doppelten des einzelnen Dipols in der betreffenden Richtung, multipliziert mit dem Interferenzfaktor $\sin\frac{\pi d}{\lambda}$, wobei d die Projektion des Abstandes a der Dipole auf einen Strahl jener Richtung bedeutet.

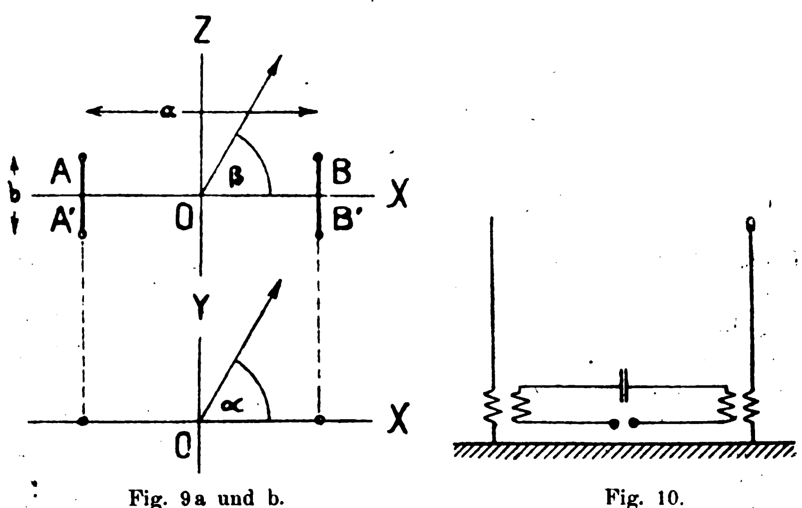


Fig. 9a und b. Fig. 10.

Wenn a klein gegen die Wellenlänge ist $\left(\text{etwa } a < \frac{\pi}{8}\right)$, was im folgenden angenommen wird, kann $\sin\frac{\pi d}{\lambda}$ durch $\frac{\pi d}{\lambda}$ ersetzt werden. Es ist dann die wirksame Länge des Doppeldipols in der Richtung der X-Achse

$$\left.\begin{aligned} \Delta_0^{DD} &= 2\,\Delta_0^{D}\cdot\frac{\pi a}{\lambda} \\ &= \frac{2\pi a b}{\lambda} \end{aligned}\right| \qquad (6)$$

In der XY-Ebene in der Richtung α ist

$$\left.\begin{aligned} \Delta_\alpha^{DD} &= 2b\,\frac{\pi\cdot a\cdot\cos\alpha}{\lambda} \\ &= \Delta_0^{DD}\cdot\cos\alpha \end{aligned}\right| \qquad (7)$$

und in der XZ-Ebene in der Richtung β ist

$$\left.\begin{aligned} A_\beta^{DD} &= 2b \cdot \cos\beta \cdot \frac{\pi \cdot a \cdot \cos\beta}{\lambda} \\ &= A_0^{DD} \cdot \cos^2\beta \end{aligned}\right\} \tag{8}$$

In der YZ-Ebene heben sich die Strahlungen beider Dipole durch Interferenz völlig auf.

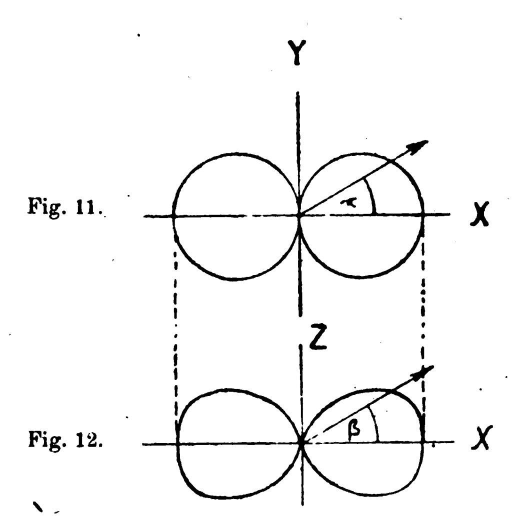


Fig. 11.

Fig. 12.

Gleichungen (7) und (8) werden durch die Schaulinien der Figg. 11 und 12 wiedergegeben. Fig. 11 ist die bekannte Charakteristik einer Richtantenne in der Horizontalen.

Allgemein ist für die Richtung (α, β) im Raume (Fig. 13)

$$d = a \cdot \cos\alpha \cdot \cos\beta$$

und daher

$$\left.\begin{aligned} A_{(\alpha,\beta)}^{DD} &= 2 A_{(\alpha,\beta)}^{D} \cdot \frac{\pi \cdot a \cdot \cos\alpha \cdot \cos\beta}{\lambda} \\ &= 2 A_0^{D} \cdot \cos\beta \frac{\pi \cdot a \cdot \cos\alpha \cdot \cos\beta}{\lambda} \\ &= A_0^{DD} \cdot \cos\alpha \cdot \cos^2\beta \end{aligned}\right\} \tag{9}$$

Um den quadratischen Mittelwert von $A_{(\alpha,\beta)}^{DD}$ zu bestimmen, muß man jenen von $S_{(\alpha,\beta)}^{DD}$ berechnen.

Es ist nach (1)

$$S_{(\alpha,\beta)}^{DD} = k \cdot \left(A_{(\alpha,\beta)}^{DD}\right) = S_0^{DD} \cdot \cos^2\alpha \cdot \cos^4\beta \tag{10}$$

Die Fläche des von $d\alpha$ und $d\beta$ begrenzten Elementes der Kugel vom Halbmesser 1 (Fig. 13) beträgt $d\alpha \cdot d\beta \cdot \cos\beta$; auf dieses Element fällt daher die Leistung

$$S_{(\alpha,\beta)}^{DD} \cdot d\alpha \cdot d\beta \cdot \cos\beta = S_0^{DD} \cdot \cos^2\alpha \cdot \cos^5\beta \cdot d\alpha \cdot d\beta,$$

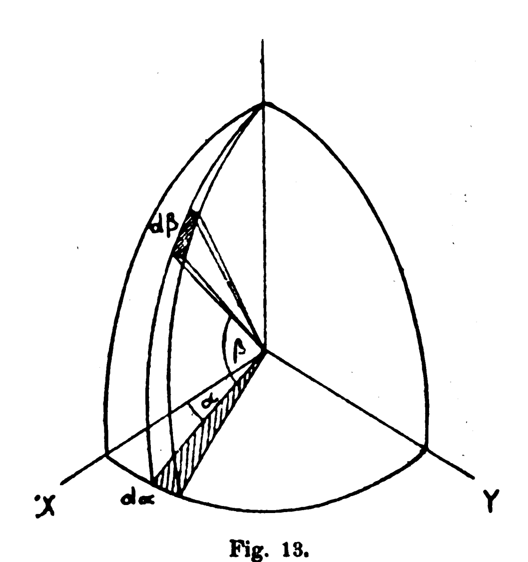


Fig. 13.

somit auf den Kugeloktanten das Integral dieses Ausdruckes über die Grenzen von 0 bis $\frac{\pi}{2}$ für α und β.

Da

$$\int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos^2\alpha \cdot d\alpha = \frac{\pi}{4}$$

und

$$\int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos^5\beta \cdot d\beta = \frac{8}{15}$$

ist, ergibt sich als Leistung über die Oktantenoberfläche

$$S_0^{DD} \cdot \frac{\pi}{4} \cdot \frac{8}{15}$$

und als mittlere Leistung im Raume dies, dividiert durch die Oktantenoberfläche $\frac{\pi}{2}$, also

$$S_m^{DD} = S_0^{DD} \cdot \frac{4}{15} \tag{11}$$

und

$$\Lambda_m^{DD} = \Lambda_0^{DD} \cdot \frac{2}{\sqrt{15}} \cdot \tag{12}$$

Die gesamte Strahlungsleistung eines Doppeldipols ist so groß, als ob er nach allen Richtungen des Raumes gleichmäßig mit ungefähr der Hälfte seiner stärksten Wirkung strahlen würde.

Die „räumliche Richtwirkung" eines Doppeldipols beträgt

$$\frac{\sqrt{15}}{2} = 1,94$$

Vergleicht man die mittlere Strahlungsleistung des Doppeldipols nach Gleichung (11) mit jener, die die beiden Dipole getrennt abgeben würden, so erhält man das Verhältnis ihrer Strahlungsdekremente:

$$\frac{\varrho^{DD}}{\varrho^{D}} = \frac{S_m^{DD}}{2\, S_m^{D}} \cdot \tag{13}$$

Aus Gleichung (6) folgt

$$S_0^{DD} = S_0^{D} \cdot \frac{4\,\pi^2\, a^2}{\lambda^2}, \tag{14}$$

somit nach Gleichung (11)

$$S_m^{DD} = S_0^{D} \cdot \frac{16\,\pi^2 \cdot a^2}{15\,\lambda^2} \tag{15}$$

und nach Gleichung (4)

$$S_m^{DD} = S_m^{D} \cdot \frac{8\,\pi^2\, a^2}{5\,\lambda^2}, \tag{16}$$

Dies in Gleichung (13) eingesetzt, ergibt

$$\varrho^{DD} = \beta^{D} \cdot \frac{4\,\pi^2\, a^2}{5\,\lambda^2} \cdot \tag{17}$$

Die Formel gilt nur für $a \ll \lambda$; für größere a ist sie durch die folgende, eine sehr gute Annäherung gebende zu ersetzen:



$$\varrho^{DD} = \varrho^{D} \cdot \sin\left(\frac{4\pi a}{5\lambda}\right) \cdot \sin\left(\frac{\pi a}{\lambda}\right). \tag{18}$$

IV. Die geschlossene Schleife.

a) Die rechteckige Schleife.

Die Wellenlänge sei gegen die Abmessungen $a\,b$ der Schleife (Fig. 14) groß, die Stromstärke an jeder Stelle ihres Umfanges dieselbe. Der einzufügende Kondensator ist nicht dargestellt.

Die Schleife kann als aus zwei Doppeldipolen zusammengesetzt betrachtet werden, deren Achsen aufeinander senkrecht stehen. Das eine Paar ist $A\,A' - B\,B'$ (Länge jedes Dipols a, Abstand b), das andere $A\,B - A'\,B'$ (Länge b, Abstand a).

In der Richtung α hat der Doppeldipol $A\,A' - B\,B'$ die wirksame Länge

$$\varLambda^{b} = 2\,b \cdot \cos\alpha \frac{\pi \cdot a \cdot \cos\alpha}{\lambda},$$

der Doppeldipol $A\,B - A'\,B'$

$$\varLambda^{a} = 2\,a \cdot \sin\alpha \cdot \frac{\pi \cdot b \cdot \cos\alpha}{\lambda},$$

Beide wirken, wie man leicht erkennt, im selben Sinne, und haben dieselbe Phase, addieren sich also, und es ist

$$\begin{aligned} \varLambda^{\text{Schleife}} &= \frac{2\pi\,a\,b}{\lambda}\,(\cos^2\alpha + \sin^2\alpha) \\ &= \frac{2\pi\,a\,b}{\lambda} \end{aligned} \tag{19}$$

$\varLambda^{S}$ ist unabhängig von α; die Schleife strahlt in ihrer Ebene nach allen Richtungen gleich stark. Senkrecht dazu, in der Richtung der Y-Achse, beträgt die Strahlung Null infolge vollkommener Aufhebung durch Interferenz. Es ist unschwer nachzuweisen, daß die Abnahme dem Kosinusgesetze gehorcht. Denn z. B. in der $X\,Y$-Ebene ist das Feld des Doppeldipols $A\,A' - B\,B'$ an jeder Stelle Null, das des anderen Doppeldipols nimmt nach Gleichung (7) mit dem Kosinus der Abweichung von der X-Achse ab. Ebenso nimmt in der $Y\,Z$-Ebene das Feld mit dem Kosinus der Abweichung von der Z-Achse ab. Das gleiche Gesetz gilt offenbar auch für jede dazwischen liegende Ebene.

b) Die kreisförmige Schleife.

Die Rechnung wurde hier auch für den Fall durchgeführt, daß die Abmessungen (Halbmesser r) der Schleife (Fig. 15) gegen die Wellenlänge nicht sehr klein sind.

Wir betrachten z. B. die Strahlung in der Richtung der X-Achse. Ein Element $r \cdot d\alpha$ des Umfanges hat für diese Richtung die wirksame Länge

$$r \cdot d\alpha \cdot \cos\alpha$$

Ein zweites, symmetrisch zur Y-Achse gelegenes, ebenso großes Element (punktiert angedeutet) bildet mit ihm zusammen einen Doppel-

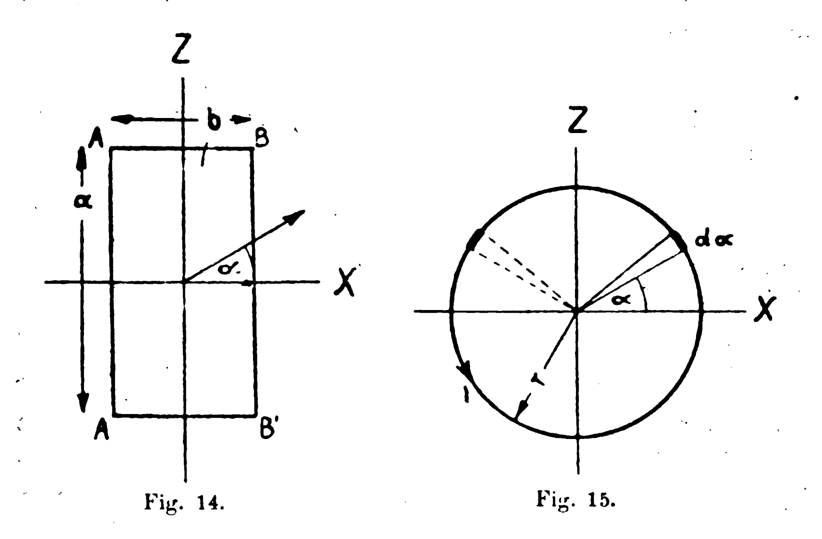


Fig. 14. Fig. 15.

dipol vom Abstande $2r \cdot \cos\alpha$, und dessen wirksame Länge in der gleichen Richtung beträgt

$$d\,A^S = 2r \cdot d\alpha \cdot \cos\alpha \cdot \sin\frac{\pi \cdot 2r \cdot \cos\alpha}{\lambda}. \tag{20}$$

Die wirksame Länge der ganzen Schleife ist das Integral dieses Ausdruckes:

$$A^S = 2r \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} \cos\alpha \cdot \sin\frac{2\pi r \cdot \cos\alpha}{\lambda} \cdot d\alpha. \tag{21}$$

Durch Reihenentwicklung für den Sinus findet man unter Vernachlässigung des 3. und der folgenden Glieder

$$\Lambda^S = \frac{2\pi^2 r^2}{\lambda}\left(1 - \frac{\pi^2 \cdot r^2}{2\lambda^2}\right) \qquad (22)$$

und angenähert

$$\Lambda^S = \frac{2\pi^2 r^2}{\lambda} \qquad (23)$$

Aus Symmetriegründen gilt diese Formel natürlich nicht nur für die Richtung der X-Achse, sondern für jede beliebige Richtung in der Ebene der Schleife.

Der Nachweis, daß die Strahlung gegen die Y-Achse zu nach dem Kosinusgesetze abnimmt, möge der Kürze halber unterbleiben.

c) Die Schleife beliebiger Form.

In Gleichung (19) stellt ab, in Gleichung (23) πr^2 die Fläche F der Schleife dar; beide Ausdrücke lassen sich auch schreiben:

$$\Lambda^S = \frac{2\pi \cdot F}{\lambda}, \qquad (24)$$

was, wie nicht ausführlich nachgewiesen zu werden braucht, für eine Schleife beliebiger Form gilt.

Für eine Schleife aus mehreren Windungen ist natürlich noch mit der Windungszahl zu multiplizieren.

Denkt man sich nach Fig. 16 einen Dipol der Länge Λ^S in der Mitte einer Schleife und senkrecht auf deren Ebene und beide mit gleicher Stromstärke schwingend, so haben beide Strahlungsfelder in großer Entfernung dieselbe Form und Stärke, jedoch sind die elektrischen und magnetischen Kraftlinien miteinander vertauscht.

Beide Oszillatoren müssen daher gleiche „räumliche Richtwirkung" und gleichen Strahlungswiderstand besitzen. Der Strahlungswiderstand eines Dipols der Länge a ist bekanntlich

$$W_\varrho^D = \frac{80\pi^2 \cdot a^2}{\lambda^2}\,\text{Ohm}\,. \qquad (25)$$

Ersetzt man darin a durch Λ^S aus Gleichung (23) oder (24), so erhält man für den Strahlungswiderstand einer Schleife allgemein

$$W_\varrho^S = \frac{320\pi^4 \cdot F^2}{\lambda^4} \qquad (26)$$ [1])

1) Die Berechnung des Strahlungswiderstandes einer rechteckigen Schleife von F. Braun (Jahrb. 8, 28) stimmt damit nicht überein.



oder einer kreisförmigen Schleife

$$W_\varrho^S = \frac{320\,\pi^6 r^4}{\lambda^4}. \tag{27}$$

V. Der U-förmige Luftdraht.

Das Strahlungsfeld des U-förmigen Luftdrahtes nach Fig. 17 setzt sich zusammen aus dem Dipolfelde von AA' und dem Doppeldipolfelde von $AB - A'B'$. In der XY-Ebene kommt nur AA' zur Wirkung, in der Richtung der Z-Achse nur $AB - A'B'$. Für alle anderen Richtungen ist das resultierende Feld durch vektorielle Addition zu erhalten. Der Phasenunterschied beider Fehler beträgt angenähert 90°; denn beide sind vom selben Strome erzeugt, das des Doppeldipols ist aber ein Interferenzfeld, und der Interferenzeffekt zweier Schwingungen von gleicher Stärke und fast entgegengesetzter Phase ist gegen die Komponenten um 90° verschoben.

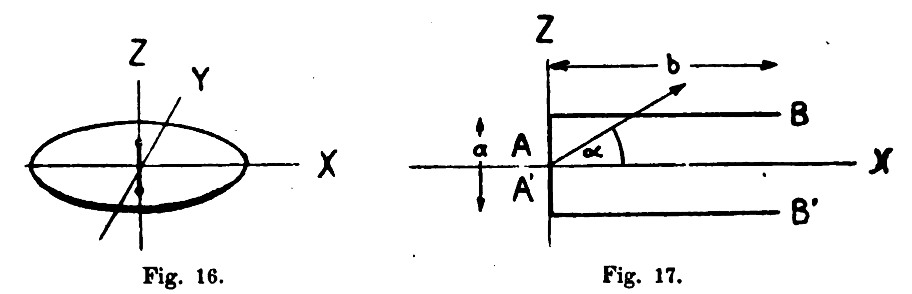


Fig. 16. Fig. 17.

In der YZ-Ebene, im Winkelabstande β von der Y-Achse, ist daher nach Gleichung (2) und (7)

$$(\mathit{\Lambda}_\beta^U)^2 = (\mathit{\Lambda}_0^a \cdot \cos\beta)^2 + (\mathit{\Lambda}_0^{bb} \cdot \sin\beta)^2 \tag{28}$$

Fig. 18 zeigt die Zusammensetzung. Die resultierende Charakteristik hat für $\mathit{\Lambda}_0^a = \mathit{\Lambda}_0^{bb}$ die Form eines Kreises. Dieser Fall tritt ein, wenn $a \ll b$ und $b = \frac{\lambda}{2\pi}$, also der Luftdraht in seiner unverlängerten Eigenwelle schwingt.

In der XZ-Ebene ist nach Gleichung (2) und (8)

$$(\mathit{\Lambda}_\alpha^U)^2 = (\mathit{\Lambda}_0^a \cdot \cos\alpha)^2 + (\mathit{\Lambda}_0^{bb} \cdot \sin^2\alpha)^2 \tag{29}$$

Die resultierende Charakteristik (Fig. 19) hat ein Minimum für

$$\frac{d}{d\alpha} \cdot (\mathit{\Lambda}_\alpha^U)^2 = 0$$

oder

$$2\,(A_0^{bb}\cdot\sin^2\alpha)-(A_0^{a})^2=0 \tag{30}$$

es liegt für $A_0^a = A_0^{bb}$ bei 45^0 und beträgt $A_0^a \cdot \sqrt{\frac{3}{4}}$. Doch ist dies noch nicht ganz richtig. Wenn nämlich b im Vergleiche mit λ nicht sehr klein ist, darf man den Abstand zwischen dem Dipole AA'

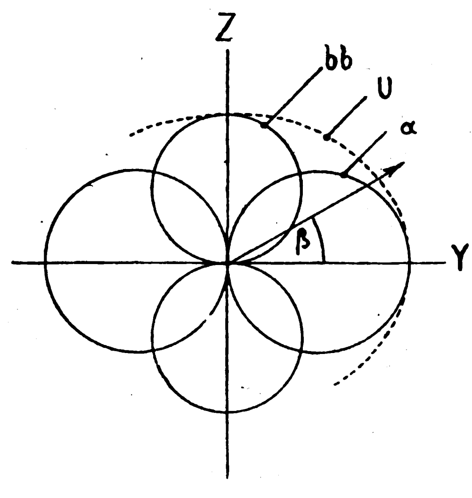


Fig. 18.

und der Mitte des Doppeldipols $AB - A'B'$ nicht vernachlässigen. Er beträgt in der Richtung α

$$d=\frac{b}{2}\cdot\cos\alpha$$

woraus sich ein Phasenunterschied

$$\sin\varphi=\frac{\pi\cdot d}{\lambda}$$

ergibt. Für $\alpha = 45^0$ wird φ etwa 10^0. Die gesamte Phasenverschiebung wird daher für die Richtung unter 45^0 nach links $90^0 - 10^0 = 80^0$, unter 45^0 nach rechts $90^0 + 10^0 = 100^0$ betragen, so daß das linke Minimum etwas größer, das rechte etwas kleiner wird als oben berechnet.

Doch bringt auch diese Korrektur das linke Minimum erst au

0,93 Λ_0^a und macht es noch nicht zu einem wenn auch nur schwachen Maximum[1]).

Wie sich aus den obigen Darlegungen ergibt, sinkt das Feld eines unverlängerten, U förmigen Luftdrahtes ($a \ll b$ vorausgesetzt) an keiner Stelle des Raumes unter etwa 0,8 seines größten Wertes; es nähert sich also in seiner Energieverteilung einigermaßen dem eines leuchtenden Punktes.

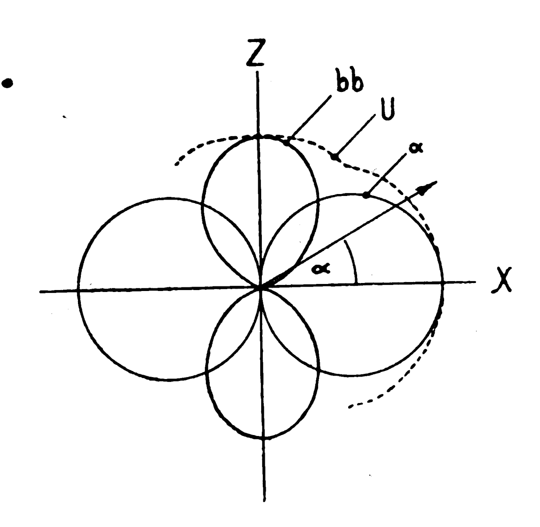


Fig. 19.

VI. Der schraubenförmige Luftdraht.

Ein Luftdraht bestehe nach Fig. 20 aus einer Schleife, deren Enden senkrecht auf die Ebene der Schleife verlängert sind. Die Länge und Kapazität der Enden sei so gewählt, daß Schleife (Halbmesser r) und Dipol (Länge a), aus denen man sich den Luftdraht zusammengesetzt denken kann, gleichstark strahlen. Nach Gleichung (23) tritt dies ein für

$$a = \frac{2\pi^2 \cdot r^2}{\lambda}, \tag{31}$$

Statt der dargestellten Form kann der Luftdraht auch die einer Schraube besitzen, deren Ganghöhe und Halbmesser in der obigen Beziehung zueinander stehen.

1) Von diesem Ergebnisse wird in einem folgenden Aufsatze über die Theorie der Erdantenne Gebrauch gemacht werden.

Die beiden Einzelfelder sind, ebenso wie beim U-förmigen Luftdrahte, zeitlich um 90° gegeneinander verschoben. Räumlich stehen sie aufeinander senkrecht. Das resultierende Feld ist daher an jeder Stelle des Raumes ein reines Drehfeld.

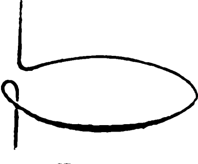


Fig. 20.

Ist die Bedingung (31) nicht genau erfüllt, so entsteht ein unreines Drehfeld. Ein solches wird im allgemeinen von jeder schwingenden Zylinderspule ausgestrahlt.

Zusammenfassung.

Für den Dipol, den Doppeldipol und die geschlossene Schleife werden die Strahlungscharakteristiken für alle Richtungen des Raumes aufgestellt und das Verhältnis der größten auftretenden Strahlung zum Mittelwerte (räumliche Richtwirkung) berechnet. Daraus ergeben sich für Doppeldipol und Schleife die Länge des äquivalenten Dipols und weiterhin der Strahlungswiderstand. Ferner wird gezeigt, daß unter bestimmten Verhältnissen ein U-förmiger Luftdraht nach allen Richtungen des Raumes fast gleichmäßig strahlt, und daß ein schraubenförmiger Luftdraht ein Drehfeld aussendet. (Eingesandt 21. August 1918.)

Adresse des Autors: Dr. Walther Burstyn, Wien IV, Gußhausstr. 25 (Radioversuchsstelle der Luftfahrtruppen).

Die Schleife als Empfänger.

Von **W. Burstyn.**

Der erste Versuch, eine Schleife, also einen geschlossenen Kreis, als Empfänger zu verwenden, dürfte im Jahre 1905 vom Verfasser zusammen mit Herrn Ing. Tauber in Dernah (Nordafrika) gemacht worden sein. Ich hatte damals, wohl auch als erster, den Dönitzschen Wellenmesser statt mit einem Luftthermometer mit einer

Schlömilchzelle und Telephon verbunden, und damit die Empfindlichkeit ungeheuer gesteigert. Mit diesem Wellenmesser konnten wir die Zeichen der ungefähr 1 km entfernten Küstenstation auf dem Dache unseres Wohnhauses und auch innerhalb der Mauern aufnehmen. Der Durchmesser der als Luftdraht wirkenden Spule betrug nicht ganz 20 cm. Die Richtwirkung war die erwartete: am stärksten empfing man, wenn die Spule senkrecht stand und auf die Station wies. Letztere sandte mit langsamen Funken und einer Wellenlänge von etwa 500 m, so daß sich der Empfänger mit Sicherheit schon im Gebiete reiner Strahlung befand.

Später schlug F. Braun[1]) vor, senkrecht stehende Schleifen großer Abmessungen als Empfänger zu verwenden, und beschrieb einige Versuche damit. Seitdem sind Schleifen insbesondere als Luftdrähte für Goniometerstationen von Bedeutung geworden.

Im folgenden sollen die Verhältnisse für den Empfang mit Schleife, nämlich die Abhängigkeit der Empfangsstärke von der Abstimmschärfe, der Größe der Schleife und der Verkehrswellenlänge, in der gleichen Weise untersucht werden, wie es in einem früheren Aufsatze[2]) für den offenen Luftdraht geschehen ist. Die dort gebrauchten Bezeichnungen sollen auch hier verwendet werden.

Der Empfänger besteht (Fig. 1) aus der Schleife, die die Selbstinduktion L_{20} besitzt und beispielsweise kreisförmig (Halbmesser r) ist, dem Kondensator C_{20} (wobei $\lambda = 2\pi c\sqrt{C_{20} \cdot L_{20}}$), dem Ohmschen Widerstande W_v, der Verlängerungsspule S und dem Verkürzungskondensator K. (Auch $2\pi c\sqrt{K \cdot S} = \lambda$).

Der Widerstand W_v ersetzt bekanntlich den Detektor; die von ihm verbrauchte Leistung A wird als Empfangsstärke angesehen. Durch die Einfügung von S und K wird das Losermachen der Koppelung zwischen Luftdraht und Detektorkreis wiedergegeben.

Es ist

$$A = J_2^{\,2} \cdot W_v \tag{1}$$

und wird zu A^{max}, wenn W_v einen bestimmten von den übrigen Umständen abhängigen Wert erhält; im folgenden ist vorausgesetzt, daß W_v immer auf diesen günstigsten Wert eingestellt wird. Unter sonst

1) „Über den Ersatz offener Strombahnen in der drahtlosen Telegraphie durch geschlossene", Jahrb. VIII, S. 1.

2) „Empfangsstärke und Abstimmschärfe", Jahrb. XII, S. 427.

gleichen Umständen erhält man die größte Empfangsstärke A_0^{max}, wenn $S = K = 0$; die Gesamtdämpfung δ des Empfängers wird dann zum Maximum δ_0; die Abstimmschärfe, als welche $\frac{1}{\delta}$ anzusetzen ist,[1]) wird somit ein Minimum.

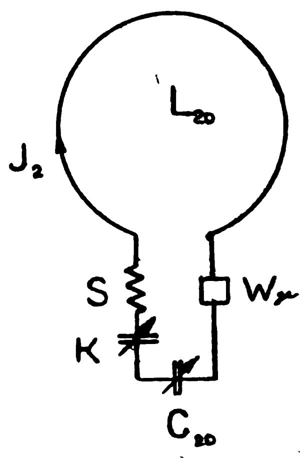


Fig. 1.

Allgemein entsteht die resultierende Selbstinduktion L_2 bzw. Kapazität C_2 des Empfängers durch Hintereinanderschaltung von L_{20} und S, bzw. C_{20} und K. Es ist auch

$$2 \pi c \sqrt{C_2 L_2} = \lambda \tag{2}$$

Wir nehmen an, daß zur Einstellung der Wellenlänge nur die Kondensatoren geändert werden, daß also L_{20} konstant bleibt. Es ist daher

$$C_2 = k \cdot \lambda^2 \tag{3}$$

(Hier und im folgenden deutet k nur die Proportionalität an.)

Nach bekannter Formel ist das vom Detektor (W_ν) hervorgerufene Dekrement

$$\nu = \frac{W_\nu \cdot \lambda}{2 c L_2} \tag{4}$$

woraus folgt

$$W_\nu = k \cdot \frac{\nu \cdot L_2}{\lambda} \tag{5}$$

1) „Empfangsstärke und Abstimmschärfe", S. 429—430).

I. Ungedämpfte Schwingungen.

a) Abhängigkeit von der Abstimmschärfe.

Die Überlegung verläuft in der gleichen Weise wie für offene Luftdrähte. [„Empfangsstärke und Abstimmschärfe" (17)]. Die Empfangsstärke ist in weiten Grenzen von der durch loseres Koppeln (Einfügen von S und K) verbesserten Abstimmschärfe unabhängig.

b) Abhängigkeit von der Größe der Schleife.

Es ist [„E. u. A." (14)]

$$A^{\max} = \frac{E_2^{\,2}}{2\,W_\delta}, \tag{6}$$

worin E_2 die von den ankommenden Wellen induzierte elektromotorische Kraft, W_δ den die Gesamtdämpfung δ des Empfängers verursachenden Ohmschen Widerstand bedeutet. Zwischen E_2 und der ankommenden Strahlungsfeldstärke F besteht die Beziehung

$$E_2 = k \cdot \frac{F \cdot r^2}{\lambda}, \tag{7}$$

wie man leicht erkennt, wenn man sich die Schleife quadratisch (Seitenlänge q) vorstellt, so daß 2 Seiten auf den Sender weisen, also nicht zur Wirkung kommen, die 2 anderen voll empfangen. In jeder einzelnen ist die erzeugte induzierte Spannung $F \cdot q$; um die Resultierende zu erhalten, ist noch mit den Interferenzfaktor $\frac{2\pi \cdot q}{\lambda}$ zu multiplizieren.

Sonach ist

$$A^{\max} = k \cdot \frac{F^2 \cdot r^4}{\lambda \cdot W_\delta} \tag{8}$$

Der Strahlungswiderstand einer Schleife beträgt[1])

$$W_\varrho = \frac{320\,\pi^6 \cdot r^4}{\lambda^4} \tag{9}$$

Dies eingesetzt ergibt

$$A^{\max} = k \cdot r^0, \tag{10}$$

also unabhängig von der Größe der Schleife.

Da jedoch bei Schleifen (noch mehr als bei offenen Luftdrähten) die Strahlungsleistung gegenüber den schädlichen Verlusten verschwindet, verhält sich die Sache praktisch ganz anders.

1) Vgl. „Die Strahlung und Richtwirkung einiger Luftdrahtformen im Raume", Jahrb.

Der gesamte Widerstand des Empfängers (W_δ) ist im wesentlichen gleich seinem schädlichen (W_σ) und dieser ist, bei gleichbleibender Drahtstärke, der Länge der Schleife proportional:

$$W_\delta \cong W_\sigma \cong k \cdot r \tag{11}$$

Durch Einsetzen von Gleichung (11) in Gleichung (8) erhält man

$$A^{\max} \cong k \cdot r^3 \tag{12}$$

Die Empfangsstärke einer Schleife ist angenähert der 3. Potenz ihrer linearen Abmessungen proportional.

c) Abhängigkeit von der Wellenlänge.

Es wird angenommen, daß die Stromstärke im Senderluftdraht von der Wellenlänge unabhängig ist, was für Poulsenlampe und Röhrensender in engen Grenzen zutrifft. Somit ist [„E. u. A.“, Gleichung (35)]

$$F = k \cdot \frac{1}{\lambda}, \tag{13}$$

und dies, in Gleichung (8) eingesetzt, ergibt

$$A^{\max} = k \cdot \frac{1}{\lambda^4 \cdot W_\delta} \tag{14}$$

Für den verlustfreien Luftdraht wäre wieder für W_δ W_ϱ nach Gleichung (9) einzusetzen, und das ergäbe

$$A^{\max} = k \cdot \lambda^0, \tag{15}$$

also Unabhängigkeit von der Wellenlänge.

Praktisch ist aber $W_\delta = W_\sigma$, und dieser steigt nur mit der Wurzel (Skineffekt) oder höchstens der 1. Potenz der Frequenz:

$$W_\sigma \cong k \cdot \frac{1}{\lambda} \tag{16}$$

Setzt man diesen Wert in Gleichung (14) ein, so findet man

$$A^{\max} \cong k \cdot \frac{1}{\lambda^3}, \tag{17}$$

während beim offenen Luftdrahte [„E. u. A.“, Gleichung (36)] gefunden wurde:

$$A^{\max} = k \cdot \frac{1}{\lambda^2}$$

Die Empfangsstärke einer Schleife nimmt mit zunehmender Wellenlänge rascher ab als die eines offenen Luftdrahtes.

Es beruht dies natürlich darauf, daß der Empfang mit Schleife ein Interferenzeffekt ist.

II. Gedämpfte Schwingungen.

a) Abhängigkeit von der Abstimmschärfe.

Die Ableitung gleicht der für den offenen Luftdraht und führt zum selben Ergebnisse: Wenn man die Abstimmschärfe durch loseres Koppeln verbessert, so sinkt im Allgemeinen die Empfangsstärke erst langsamer, dann stärker, als die Abstimmschärfe steigt.

b) Abhängigkeit von der Größe der Schleife.

Setzt man in [„E. u. A." Gleichung (46)] $n = 1$, so erhält man

$$A_0^{\max} = k \cdot \frac{\varrho_0}{\beta_0^2 \cdot a (1 + \sqrt{1 + a})^2}, \tag{18}$$

worin a das Verhältnis zwischen dem Dekremente des Senders α und jenem des Empfängers (ohne Detektor) β_0 bedeutet.

Wäre $W_\sigma = 0$, also $\beta_0 = \varrho_0$ und $a = \frac{\alpha}{\varrho_0}$, so erhielte man

$$A_0^{\max} = k \cdot \frac{1}{\alpha \left(1 + \sqrt{1 + \frac{\alpha}{\varrho_0}}\right)^2} \tag{19}$$

In fast allen vorkommenden Fällen wird α viel größer sein als ϱ_0, wie der Vergleich der Strahlungswiderstände eines offenen Luftdrahtes und einer Schleife zeigt. Dann geht Gleichung (19) über in

$$A_0^{\max} = k \cdot \varrho_0 \tag{20}$$

Die Selbstinduktion einer Schleife beträgt[1])

$$L = 4 \pi r \left(ln \frac{8 r}{\varrho} - 2\right), \tag{21}$$

worin ϱ die Drahtstärke bedeutet. Ist sie im Vergleiche zum Halbmesser r der Schleife klein, so wird innerhalb nicht zu weiter Grenzen

$$L_{20} \cong k \cdot r \tag{22}$$

Dieser Wert und Gleichung (9) in die Dekrementformel [vgl. Gleichung (4)] eingesetzt ergibt

$$\varrho_0 \cong k \cdot \frac{r^3}{\lambda^3} \tag{23}$$

1) Vgl. z. B. Zenneck, Lehrb. der drahtl. Telegr., 3. Aufl., S. 471.

und Gleichung (20) wird zu

$$A_0^{\max} \cong k \cdot r^3 \tag{24}$$

Praktisch ist aber, wie schon oben gesagt, $\varrho_0 \ll \beta_0$ und $\beta_0 \cong \sigma_0$, und da

$$\sigma = k \cdot \frac{W_\sigma}{L} \text{ [vgl. Gleichung (4)]},$$

findet man nach Einsetzen von Gleichung (11) und (22)

$$\sigma \cong k \cdot r^0 \tag{25}$$

Es ist also σ und daher auch β und α von der Größe der Schleife ziemlich unabhängig, und Gleichung (18) wird zu

$$A_0^{\max} \cong k \cdot \varrho_0 \tag{26}$$

ebenso wie für die verlustfreie Schleife (Gleichung 20).

Es gilt daher auch hier Gleichung (24):

Die Empfangsstärke einer Schleife nimmt innerhalb mäßiger Grenzen mit der 3. Potenz der linearen Abmessungen zu.

Das gleiche Gesetz [„E. u. A.", Gleichung (54)] hatte sich für den offenen Luftdraht ergeben.

c) Abhängigkeit von der Wellenlänge.

Die Strahlungsdämpfung ϱ_0 hängt von der Wellenlänge λ bei der Schleife (Gleichung 23) in gleicher Weise ab wie beim offenen Luftdrahte [„E. u. A." Gleichung (11)]. Die dort gewonnenen Ergebnisse gelten daher auch hier.

Könnte die schädliche Dämpfung vernachlässigt werden, so wäre

$$A_0^{\max} = k \cdot \lambda^2; \tag{27}$$

überwiegt sie dagegen, so wird

$$A_0^{\max} = k \cdot \frac{1}{\lambda^2} \tag{28}$$

Aus Gleichung (27) und (28) folgt wie dort, daß es ein Optimum für eine mittlere Wellenlänge geben muß.

Da bei Schleifen die Strahlungsdämpfung verhältnismäßig klein ist, muß im Vergleich zu einem offenen Luftdrahte Gleichung (28) richtiger sein als Gleichung (27), d. h. für den Empfang mit Schleife sind kurze Wellen günstiger als unter gleichen Umständen für einen offenen Luftdraht.

Zusammenfassung.

Die Verhältnisse beim Empfang mit einer Schleife werden in derselben Weise untersucht wie jene beim offenen Luftdrahte in dem Aufsatze „Empfangsstärke und Abstimmschärfe“ (Jahrb. XII, S. 427). Es zeigt sich, daß unter der praktisch immer zutreffenden Annahme, daß die schädliche Dämpfung die Strahlungsdämpfung weitaus überwiegt, die dort gefundenen Gesetze für die Abhängigkeit der Empfangsstärke von der eingestellten Abstimmschärfe und den linearen Abmessungen des Empfangsluftdrahtes auch hier zutreffen; nur bezüglich der Abhängigkeit von der Wellenlänge ergibt sich eine nicht genau ausdrückbare Bevorzugung kurzer Wellen.

(Eingesandt 15. September 1918.)

Adresse des Autors: Dr. W. Burstyn, Wien IV, Gußhausstr. 25
(Radioversuchsstelle der Luftfahrtruppen).

Zur Erklärung der Zweiwelligkeit von Schwingungen in gekoppelten Kreisen.

Von **Jakob Salpeter.**

Daß zwei Schwingungskreise von der gleichen Eigenfrequenz ν, miteinander gekoppelt, zwei voneinander und von ν verschiedene Eigenfrequenzen ν_1 und ν_2 ergeben, ist heute jedem Hochfrequenztechniker geläufig und sogar selbstverständlich. Wir wissen heute, daß solche zwei miteinander gekoppelte Kreise als ein System aufzufassen sind, in dem zwei Fälle von Schwingungen möglich sind: der eine Fall, in dem sich die magnetischen Felder der Spulen der beiden Kreise addieren, der zweite, in dem sie sich subtrahieren; der eine Fall ergibt die langsameren, der andere die rascheren Schwingungen. Die mathematische Analyse der Schwingungen in gekoppelten Kreisen illustriert ja diesen physikalischen Sachverhalt sehr deutlich.

Indessen gab es zur Zeit, wo die Braunsche Schaltung in der Radiotelegraphie erst eingeführt wurde, manche Praktiker, die nicht glauben wollten, daß zwei Schwingungskreise von gleicher Eigenfrequenz, miteinander gekoppelt, zwei verschiedene Eigenfrequenzen ergeben und auch heute erscheint diese Tatsache jedem Anfänger als ein Paradoxon; die Richtigkeit der mathematischen Analyse kann er zwar nicht leugnen, sie überzeugt ihn aber nicht. Anläßlich von Vorträgen über Radiotelegraphie habe ich mir nun eine Methode zur Er-

klärung dieser Tatsache zurecht gelegt, die vielleicht ein allgemeineres Interesse beanspruchen dürfte.

Daß bei gekoppelten Kreisen die Energie von einem Kreise zum anderen hin und her pendelt, läßt sich leicht durch den Hinweis auf den analogen Vorgang bei zwei gekoppelten Pendeln plausibel machen. Daß also z. B. die Schwingungen in einem Braunschen Sender nach der Kurve der Fig. 1 verlaufen, ist leicht einzusehen. Schwieriger aber ist es einzusehen, wieso in der Kurve der Fig. 1 zwei Schwingungen mit zwei verschiedenen Eigenfrequenzen enthalten sind. Die Kurve der Fig. 1 besteht ja aus einer Sinuslinie, deren Amplitude sich zwar periodisch ändert, bei der aber die Abstände je zweier Nullpunkte genau der halben Periode der Eigenschwingungen der einzelnen (nicht gekoppelten) Schwingungskreise entsprechen. Die Kurve der Fig. 1 stellt zwar im mathematischen Sinne keine periodische Funktion der Zeit dar[1]), das physikalische Gefühl wird aber noch immer den durch Fig. 1 dargestellten Vorgang als einen periodischen auffassen, und zwar mit der Periode, die durch den doppelten Abstand zweier benachbarter Nullpunkte der Kurve gegeben ist. Wieso kommt es nun, daß z. B. ein Wellenmesser, auf den eine äußere elektrische Kraft von der zeitlichen Form der Fig. 1 einwirkt, keine Resonanz an der Stelle aufweist, die dieser erwähnten Periode entspricht?

Ich habe in keinem Lehrbuch den deutlichen Hinweis gefunden, daß dies davon herrührt, daß beim Übergang von einer Schwebung zur anderen die Amplitudenkurve ihr Vorzeichen wechselt. Der mathematische Ausdruck der Kurve der Fig. 1 ist: $\sin \frac{n}{2} t \cdot \sin \nu t$, wobei ν die Kreisfrequenz der Eigenschwingungen der Einzelkreise $\frac{n}{2}$ die Kreisfrequenz der Amplitudenkurve ist. n ist gleich der Anzahl der Schwebungen in 2π Sekunden. Nennen wir T die Dauer einer Schwebung $\left(T = \frac{2\pi}{n}\right)$, so ist von $t = 0$ bis $t = T$, d. h. während der ersten Schwebung $\sin \frac{n}{2} t$ positiv, von $t = T$ bis $t = 2T$ d. h. während der zweiten Schwebung negativ, u. s. f. Während der ersten Schwebung werden daher die im Wellenmesser (der auf die Frequenz ν ein-

1) Streng genommen ist sie eine periodische Funktion mit einer Periode, die dem gemeinsamen Vielfachen der Periode der ursprünglichen Sinuskurve und der Periode der Amplitudenkurve gleich ist.

gestellt ist) erregten Schwingungen mit der erregenden Kraft in Phase bleiben, bei Übergang von der ersten Schwebung zur zweiten tritt aber eine plötzliche Phasenverschiebung von 180° ein. Während also der Wellenmesser während der ersten Schwebung Energie aufgenommen hat, muß er während der zweiten Schwebung Energie abgeben. Es wird gut sein, diesen Fall mathematisch zu verfolgen.

Es wirke also auf einen geschlossenen Kreis (Wellenmesserkreis) von der Eigenfrequenz ν eine äußere elektrische Kraft E ein, von der Form:

$$E = E_0 \cdot 2 \cdot \sin \frac{n}{2} t \cdot \sin \nu t \tag{1}$$

$$= E_0 (\sin \nu_1 t - \sin \nu_2 t) \tag{1a}$$

wobei

$$\nu = \frac{\nu_1 + \nu_2}{2} \tag{2}$$

$$n = \nu_1 - \nu_2 \tag{3}$$

ist. Ist δ der Dämpfungsfaktor der Eigenschwingungen des Wellenmessers und nehmen wir denselben als sehr klein an, so ist — mit Berücksichtigung der Anfangsbedingungen $\left(V = 0, \frac{dV}{dt} = 0\right)$ — die im Wellenmesser erregte Spannung V in Annäherung gegeben durch:

$$V = E_0 \cdot \frac{\nu}{\sqrt{n^2 + 4\delta^2}} \cdot \{\sin \nu_1 t - \sin(\nu_2 t + \pi) - 2 \cdot e^{-\delta t} \cdot \sin \nu t\} \tag{4}$$

$$= V_0 \cdot \left(\cos \frac{n}{2} t - e^{-\delta t}\right) \cdot \sin \nu t \tag{4a}$$

wobei der Kürze halber $V_0 = E_0 \cdot \frac{\nu}{\sqrt{n^2 + 4\delta^2}}$ gesetzt worden ist. Der Ausdruck (4a) ist in der Kurve der Fig. 2 wiedergegeben. Man sieht an ihr folgendes ganz klar. Während der ersten Schwebung der einwirkenden Kraft nimmt die Amplitude der erregten Schwingungen im Wellenmesserkreis beständig zu. Mit Beginn der zweiten Schwebung der einwirkenden Kraft beginnt aber die Amplitude der erregten Schwingungen abzunehmen, weil eben bei Übergang von der ersten Schwebung zur zweiten ein Vorzeichenwechsel eingetreten ist. Der Wellenmesser muß also zunächst die während der ersten Schwebung aufgenommene Energie abgeben, bis dieselbe auf Null herabsinkt; sodann wird der Wellenmesser gezwungen wieder in Phase mit der erregenden Kraft zu schwingen; inzwischen tritt aber wieder ein Vor-

zeichenwechsel der erregenden Kraft ein, usf. Man sieht aus der Kurve, wie schließlich der stationäre Zustand ausschauen wird. Es treten auch im Wellenmesser Schwebungen auf, wobei jedoch die Maxima im Wellenmesser auf die Nullpunkte der erregenden Kraft fallen und umgekehrt. Während der ersten Schwebung im Wellenmesser ist aber die Amplitude nahezu doppelt so groß, als im stationären Zustande.

Es ist nun ganz klar, warum bei der Frequenz ν im Wellenmesser keine Resonanz auftritt. Es ist aber jetzt auch klar, warum bei den Frequenzen ν_1 und ν_2 der Wellenmesser kräftig anspricht. Bei diesen Frequenzen sind nämlich die Eigenschwingungen des Wellenmessers gerade während der Maxima der Schwebungen der erregenden Kraft mit der erregenden Kraft in Phase. Während einer Schwebung verschiebt sich nämlich die Phase der Schwingungen ν_1 oder ν_2 gegenüber den Schwingungen ν gerade um 180^0, so daß bei diesen Frequenzen der Wellenmesser mehr Energie aufnehmen kann, als bei jeder anderen Frequenz.

Zum besseren Verständnis des Gesagten mögen noch die Kurven Fig. 3 und 4 dienen. Die Kurve der Fig. 3 ist ganz ähnlich der Fig. 1 nur tritt in ihr beim Übergang von einer Schwebung zur anderen kein Vorzeichenwechsel ein. Solche Schwingungen entstehen z. B. bei Betrieb eines Audiongenerators mit gleichgerichtetem Wechselstrom. Würde eine elektrische Kraft von dieser Form auf den Wellenmesser einwirken, so würde er kräftig auf die Frequenz ν ansprechen. Die Amplitudenkurve $f(t)$ der Kurve der Fig. 3 ist nämlich analytisch gegeben durch:

$$f(t) = +\sin\frac{n}{2}t \quad \text{für} \quad 0 \leqq t < T$$

$$f(t) = -\sin\frac{n}{2}t \quad \text{für} \quad T \leqq t < 2T$$

$$f(t) = +\sin\frac{n}{2}t \quad \text{für} \quad 2T \leqq t < 3T$$

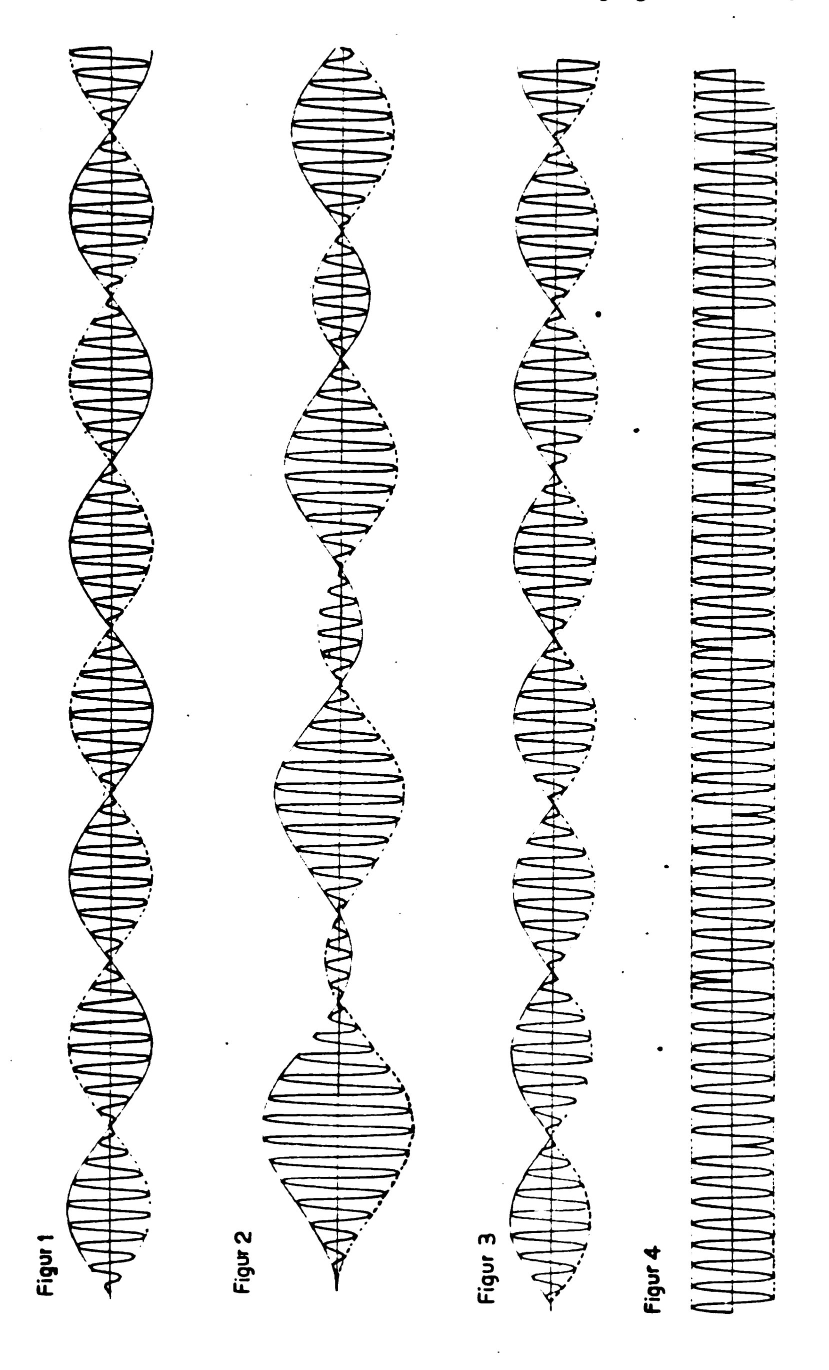
usf.

In Fouriersche Reihen zerlegt gibt $f(t)$ folgenden Ausdruck:

$$f(t) = \frac{2}{\pi}\left\{1 - \frac{2}{3}\cos nt - \frac{2}{15}\cos 2nt - \ldots\right\}$$

somit ist die Kurve der Fig. 3 durch den Ausdruck gegeben:

$$E = E_0 \cdot \frac{1}{\pi} \cdot \left\{\sin \nu t - \frac{2}{3}\cos nt \cdot \sin \nu t - \ldots\right\}$$


Figur 1
Figur 2
Figur 3
Figur 4

Dieser Ausdruck läßt das starke Hervortreten der ursprünglichen Frequenz ν erkennen. Dagegen würde die Kurve der Fig. 4, obwohl ihre Amplitudenkurve eine Horizontale ist, Zweiwelligkeit hervorrufen. In ihr tritt nämlich beim Übergang von einer Schwebung zur anderen Vorzeichenwechsel der Amplitudenkurve ein. Analytisch ist diese Amplitudenkurve $f(t)$ gegeben durch:

$$\begin{aligned} f(t) &= +1 \quad \text{für} \quad 0 \leqq t < T \\ f(t) &= -1 \quad \text{für} \quad T \leqq t < 2T \\ f(t) &= +1 \quad \text{für} \quad 2T \leqq t < 3T \end{aligned}$$

In Fourierschen Reihen zerlegt, gibt $f(t)$ den Ausdruck:

$$f(t) = \frac{4}{\pi}\left\{\sin\frac{\pi}{2}t + \frac{1}{3}\cdot\sin 3\cdot\frac{\pi}{2}t + \ldots\right\}$$

Somit ist die Kurve der Fig. 4 durch den Ausdruck gegeben:

$$\begin{aligned} E &= E_0 \cdot \frac{2}{\pi}\left\{\sin\frac{n}{2}t\cdot\sin\nu t + \frac{1}{3}\cdot\sin 3\cdot\frac{n}{2}t\cdot\sin\nu t + \ldots\right\} \\ &= E_0\cdot\frac{1}{\pi}\left\{\sin\nu_1 t - \sin\nu_2 t + \frac{2}{3}\sin 3\cdot\frac{n}{2}\cdot\sin\nu t + \ldots\right\} \end{aligned}$$

Dieser Ausdruck läßt das Hervortreten der beiden Frequenzen ν_1 und ν_2 klar erkennen, wogegen die ursprüngliche Frequenz ν in ihm nicht enthalten ist.

(Eingesandt 30. September 1918.)

Adresse des Verfassers: Dr. Jakob Salpeter, Ujpest 4, Ungarn.

Berichtigungen

zum Aufsatze: „Empfangsstärke und Abstimmschärfe", Jahrb. 12, Heft 5, S. 427 ff., 1918:

Seite 427, Z. 11—9 von unten: E_1, I_1, F bedeuten (bei gedämpften Schwingungen) nicht den Effektivwert des ganzen Wellenzuges, sondern den „Effektivwert der stärksten Welle", also das $\frac{1}{\sqrt{2}}$-fache der 1. Amplitude.

Seite 428, Fig. 2: W_ψ ist zu streichen.

Seite 428, Z. 9 von unten: E_2 bedeutet den Effektivwert der stärksten Welle.

Seite 428, Z. 8 von unten: Statt I_2 soll stehen J_2. [Es bedeutet den (z. B. mit Hitzdrahtinstrument gemessenen) Effektivwert des

Stromes, also bei gedämpften Schwingungen den des ganzen Wellenzuges; bei ungedämpften Schwingungen ist diese Unterscheidung natürlich nicht erforderlich.]

Seite 430, Z. 2 soll es heißen: „Empfangsunschärfe“ statt „Empfangsschärfe“.

Seite 435 ist dreimal statt J_1 zu setzen I_1.

Seite 436: In Formel (37) ist statt c_3 zu setzen c^3.

Seite 436, Z. 5 soll es heißen: $A = J_2{}^2 \cdot W_v$.

Seite 436, Z. 5 soll es heißen: (7) statt (9).

Seite 440: In Formel (52) ist statt α zu setzen $k \cdot \alpha$.

Seite 441, Z. 1 von unten: Statt J_1 soll stehen I_1.

Dr. W. Burstyn.

Adresse des Autors: Dr. W. Burstyn, Wien IV. Gußhausstr. 25.
(Radioversuchsstelle der Luftfahrtruppen.)

Referate.

Über den Empfänger und seine Schaltungen. (Referat über das Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie von Dr. H. Rein.)

Die Empfangsstation hat die Aufgabe, die ihr vom Sender mitgeteilte Energie mit möglichst hohem Wirkungsgrade auszunutzen.

Dazu ist erforderlich:

1. Die Erzeugung möglichst großer Hochfrequenzenergie in den Empfangskreisen.

2. Die Verwendung eines möglichst empfindlichen und betriebssicheren Apparates, der die Umformung in Gleich- oder Niederfrequenzstrom bewirkt.

Die erste Forderung läuft im wesentlichen darauf hinaus, die Schaltung der Empfangsapparate geeignet zu wählen.

Die zweite wird erfüllt durch passende Wahl des Detektors.

Als dritte Forderung, die in neuester Zeit mehr und mehr in den Vordergrund tritt, kommt dann noch hinzu die Ausschaltung aller Störungsquellen, die entweder in fremden Stationen oder in atmosphärischen Entladungen ihren Ursprung haben.

I. Theorie der Empfangsschaltungen zur Erzielung größter Nutzleistungen.

Die Aufstellung von Grundsätzen für die besten Empfangsbedingungen läßt sich nicht durchführen ohne Mitberücksichtigung der Senderanordnungen. Da aber die rechnerischen Verhältnisse hierbei

sehr verwickelt und unübersichtlich werden, betrachtet der Verfasser die Empfangsanordnung zunächst als losgelöst vom Sender.

Er macht die Annahme, daß der zur Verwendung kommende Detektor, von dem die elektrischen Abmessungen der Empfangseite in erster Linie abhängen, auf den Integralwert der ankommenden Schwingungen anspricht, was bei der Mehrzahl der modernen Wellenanzeiger der Fall sein dürfte.

Hiernach liegt nun die Aufgabe vor, die Empfangsapparate so anzuordnen und auszubauen, daß dem Detektor maximale Energie zugeführt wird.

I. Der Empfang von ungedämpften Schwingungen.

A) Primärempfang.

Der Einfachheit halber wird zunächst angenommen, daß der Detektor unmittelbar in den Empfangsluftleiter eingeschaltet ist.

Unter diesen Verhältnissen kommt der Verfasser zu folgenden Ergebnissen.

a) Die günstigsten Bedingungen für diese Empfangsart ungedämpfter Schwingungen (Primärempfang) sind dann vorhanden, wenn Sender und Empfänger aufeinander abgestimmt werden und wenn außerdem der Widerstand des Detektors gleich gemacht wird dem wirksamen Widerstand des Luftleiters.

b) In jedem dieser beiden Widerstände wird dann die Hälfte der gesamten, von der Antenne aufgenommenen Energie verbraucht.

c) Die Nutzenergie erreicht um so größere Beträge, je kleiner der Widerstand des Luftleiters ist.

Dieser Widerstand setzt sich zusammen aus einer Reihe von Einzelteilen:

α) Widerstand in den Antennendrähten, Spulen und Kondensatoren.

β) Erdwiderstand.

γ) Verlustwiderstand, hervorgerufen durch Induktion in benachbarten Leitern durch Sprühen und Isolationsfehler.

δ) Strahlungswiderstand.

Es wird also darauf ankommen diese Widerstände möglichst klein zu halten.

Durch geeignete Wahl des Stationsplatzes und sachgemäße Ausführung der Luftleiter und Erdungsanlagen können einzelne der obigen Widerstände praktisch sehr klein gemacht werden. Weit schwieriger



ist es aber. die Spulenwiderstände, Erd- und Strahlungswiderstände unter gewisse Werte herunterzudrücken.

Die Herstellung möglichst dämpfungsfreier Spulen ist unter allen Umständen anzustreben.

B) Der Sekundärempfang.

Aus mehreren Gründen erweist es sich als zweckmäßig, den Detektor nicht unmittelbar in den Luftleiter einzuschalten, sondern ihn in einen besonderen Kreis zu legen, der mit der Antenne beliebig fest oder lose gekoppelt werden kann (vgl. Fig. 1). Die Rechnung

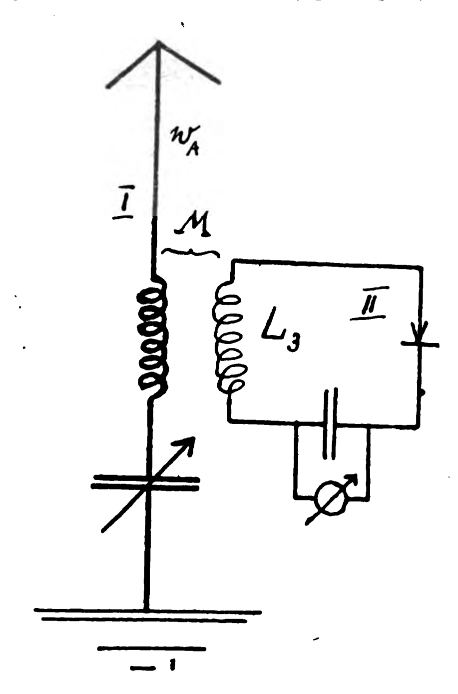


Fig. 1.

ergibt für die hierbei vorliegenden günstigsten Empfangsbedingungen die folgenden Resultate:

Das Maximum tritt ein, wenn die Koppelung zwischen beiden Kreisen so gewählt wird, daß der Widerstand des Luftleiters gleich dem Ausdruck

$$\frac{\omega^2 M^2}{W_3^2 + \omega^2 L_3^2} W_3$$

wird. (ω bedeutet das 2π-fache der Senderwellenperiode, M Koeffizient der gegenseitigen Induktion der Kreise, W_3 und L_3 Ohmscher Widerstand bzw. Gesamtselbstinduktion des Kreises II).

Hierbei sind zwei Fälle zu unterscheiden:

α) Überwiegt im Kreise II der Ohmsche Widerstand beträchtlich den induktiven, so muß für einen gegebenen Antennenwiderstand zur Erzielung der günstigsten Empfangsbedingungen die Koppelung um so fester gewählt werden, je größer der Widerstand des Kreises ist und, wenn derselbe Detektor benutzt wird, je größer die Wellenlänge des Senders ist.

β) Ist im entgegengesetzten Fall der Ohmsche Widerstand klein gegenüber dem induktiven, so ist die für eine Wellenlänge gefundene günstigste Koppelung für alle Wellen die gleiche, so lange sich der Widerstand der Antennen nicht ändert.

C) Empfang mit abstimmbarem Detektorkreis.

Macht man den im vorigen Abschnitt als aperiodisch vorausgesetzten Detektorkreis durch Einschaltung eines variablen Kondensators schwingungsfähig, so erzielt man eine erhöhte Abstimmfähigkeit des Empfangsapparates, wie später gezeigt werden soll.

Unter der Voraussetzung, daß alle Kreise auf die Senderwelle abgestimmt sind, ergeben sich die günstigsten Empfangsbedingungen dann, wenn die Kopplung so gewählt wird, daß der Antennenwiderstand denselben Wert hat wie der Ausdruck:

$$\frac{\omega^2 M^2}{W_3}.$$

Der Sekundärkreis nimmt in diesem Falle den größtmöglichen Energiebetrag auf.

Der Vergleich des soeben gefundenen Resultates mit dem früheren ergibt, daß durch die Anwendung eines abstimmbaren Detektorkreises eine Energiesteigerung sich nicht erzielen läßt. Die gekoppelten Schwingungskreise stellen weiter nichts als eine gewöhnliche Transformatorschaltung dar, deren Übersetzungsverhältnis weitgehend geändert werden kann. Über die Vorteile der Anordnung in anderer Beziehung wird später gesprochen werden.

Läßt man die Voraussetzung fallen, die in bezug auf die Abstimmung aller Kreise auf die Senderwelle oben gemacht worden ist, so ergibt sich, daß die Maximalenergie bei den verschiedensten Kopplungen und Abstimmungen der Empfangskreise erhalten werden kann.

Stellt man die Kopplung auf einen beliebigen Wert ein, so gibt es je zwei zusammengehörige, aber voneinander verschiedene Abstimmungen des Luftleiters und des geschlossenen Kreises, bei denen die größte Energieaufnahme eintritt.

D) Empfang mit Zwischenkreis.

Aus den gleichen Gründen wie beim Primärempfang entfernt man auch bei der vorigen Schaltung den Detektor aus dem zweiten Kreise und legt ihn in einen besonderen aperiodischen Tertiärkreis, der mit dem vorigen gekoppelt werden kann.

Für diese Anordnung ergibt sich im Resonanzfall, daß die für eine Senderperiode eingestellten günstigsten Kopplungen für alle anderen Wellenlängen unverändert bleiben, d. h. nicht neu eingestellt zu werden brauchen.

2. Der Empfang von gedämpften Schwingungen (Primärempfang).

Beim Betrieb mit gedämpften Senderschwingungen verliert das bei ungedämpften Wellen für maximale Energieaufnahme gefundene Resultat: Detektorwiderstand gleich Antennenwiderstand seine Gültigkeit.

An seine Stelle tritt hier das folgende:

Um bei gedämpften Schwingungen maximale Energie zu erhalten, ist der Detektorwiderstand um so höher zu wählen, je größer die Senderdämpfung im Verhältnis zur Empfängerdämpfung ist.

Von einer rechnerischen Behandlung des Sekundärempfanges ist abgesehen worden, da die Rechnung bei Voraussetzung gedämpfter Schwingungen sehr unübersichtliche Resultate liefert, die neue Gesichtspunkte nicht ergeben.

II. Die Theorie der Empfangsschaltungen unter Berücksichtigung der Senderseite (radiotelegraphische Kraftübertragung).

Der Verfasser zieht jetzt den Einfluß des Senders auf die erzielbare Empfangsenergie in den Kreis seiner Betrachtungen, wobei er die Rechnung der Übersichtlichkeit halber auf den Fall des Primärempfanges beschränkt.

a) Betrieb mit ungedämpften Schwingungen.

Der Höchstwert der Detektorenergie wächst mit dem Quadrat der Höhe des Senderluftleiters und des in ihm fließenden Stromes. Die Leistung nimmt ab mit dem Quadrat der Stationsentfernung.

Der Wirkungsgrad der Übertragung ergibt sich als abhängig von der Entfernung zwischen den beiden Stationen und der benutzten

Wellenlänge und zwar nimmt er zu mit wachsender Wellenlänge und quadratisch ab mit zunehmender Entfernung. Der Einfluß des Zwischengeländes hat bei der Ableitung dieses Resultates keine Berücksichtigung gefunden.

b) Betrieb mit gedämpften Schwingungen.

Der Ausdruck für die erreichbare Nutzleistung unterscheidet sich von dem für ungedämpfte Schwingungen geltenden durch einen Faktor, der das Verhältnis der Sender zur Empfängerdämpfung enthält. Was den Wirkungsgrad der Übertragung anlangt, so ergibt sich, daß dieser um so ungünstiger ausfällt, je größer die Dämpfung der Senderseite gegenüber der der Empfangsseite ist.

c) Vergleich der Nutzleistungen für ungedämpfte und gedämpfte Schwingungen.

Ein Vergleich beider Senderarten zeigt, daß bei gleicher Senderenergie und Wellenlänge der Betrieb mit ungedämpften Schwingungen eine größere Detektorleistung liefert, als wenn der Geber Wellen mit abnehmender Amplitude ausstrahlt.

Der Unterschied fällt um so bedeutender aus, je geringer die Dämpfung der Empfangsantenne gegenüber der des Senders ist.

Bei Annahme einer Empfängerdämpfung von beispielsweise 0,1 und einer Senderdämpfung 0,15 nimmt der Detektor im günstigsten Fall nur 60 % der Energie auf, die ihm unter sonst gleichen Bedingungen bei ungedämpften Schwingungen zugeführt wird.

Aus den Betrachtungen geht ferner hervor, von welcher ungeheueren Wichtigkeit es ist, den Eigenwiderstand und damit die Dämpfung der Empfangsanordnung herabzusetzen. Die Bedeutung dieses Gesichtspunktes tritt umsomehr hervor, je kleiner die Dämpfung der Senderschwingungen ist.

III. Theorie der Abstimmung zwischen der Sende- und Empfangsseite.

Die vorhergehenden Abschnitte behandelten den Einfluß der Sender und Empfangsanordnungen auf die dem Detektor zugeführte Maximalenergie und die sich hierfür ergebenden günstigsten Schaltungen.

Außer diesem Gesichtspunkt hat man beim Empfänger noch einen weiteren zu beachten: Die Störungsfreiheit gegenüber fremden Wellen.

Das wichtigste Mittel den Einfluß fremder Stationen auszuschalten ist naturgemäß die scharfe Abstimmung der Empfangskreise auf die

Schwingungszahl des Senders (Anwendung des Zwischenkreises). Ein Kreis wird um so schärfer abgestimmt sein, je weniger fremde Schwingungen in der Lage sind, ihn zum Ansprechen zu bringen. Ein Maßstab für die Güte der Abstimmung ist damit ohne weiteres aber noch nicht gegeben, da dieser noch abhängt von folgenden Umständen:

α) Größe der an der Empfangsstelle wirksamen Senderenergie,

β) Dämpfung des Senders.

Für die Feststellung der Abstimmschärfe einer Station empfiehlt sich das folgende Verfahren: Außer den beiden miteinander verkehrenden Stationen wird noch eine dritte als Sender arbeitende verwendet, deren Entfernung von der Empfangsstelle die gleiche ist.

Geben die beiden Sender mit gleicher Energie und Funkenzahl und zwar gleichzeitig, wobei ihre Wellenlängen um ε % verschieden sein mögen und kann die Empfangsstation dann jeden der beiden Sender einwandfrei aufnehmen, so besitzt der Apparat eine Abstimmfähigkeit von ε %.

Diese Größe, gegeben durch den Ausdruck $\left(1 - \frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)$ wird auch als Verstimmung bezeichnet.

Durch stetige Verkleinerung der Differenz der beiden Senderwellen läßt sich der Grenzwert von ε bestimmen.

Je kleiner dieser Wert, um so besser ist die Abstimmfähigkeit der verwendeten Station.

a) Die Abstimmschärfe beim Empfang von ungedämpften Schwingungen.

Die Abstimmschärfe ergibt sich nach der Theorie um so größer, je kleiner bei gleicher Senderenergie die Dämpfung der Empfänger gemacht wird.

Ein gut durchgebildeter Empfänger wird also gleichzeitig maximale Detektorenergie und gute Störungsfreiheit aufweisen. Man darf hierbei aber nicht außer acht lasssen, daß die Einstellung eines sehr schwach gedämpften Empfängers praktisch eine weit höhere Geschicklichkeit erfordert besonders in den Fällen, wo Sekundär- oder Tertiärempfang ausgeführt werden soll, als es bei einem stark gedämpften der Fall ist.

Mit wachsender Abstimmschärfe nehmen die Bedienungsschwierigkeiten zu.

b) Abstimmschärfe beim Empfang von gedämpften Schwingungen.

Die Abstimmschärfe hängt hier nicht mehr allein von der Dämpfung des Empfängers ab. Sie wird wesentlich von der Senderdämpfung beeinflußt und zwar nimmt die Abstimmungsfähigkeit mit wachsender Dämpfung ab.

Die Unterschiede werden um so schärfer hervortreten, je schwächer der Empfänger gedämpft ist.

IV. Die Einflüsse im Raum zwischen Sender und Empfänger auf die Übertragung.

In den bisherigen Betrachtungen über die Energieübertragung zwischen Sender und Empfänger war der Einfluß des Zwischengeländes unberücksichtigt geblieben.

Für die Empfängerstromstärke i_2 hatte die Rechnung den Wert

$$i_2 = \frac{120\,\pi}{W_2} \; \frac{h_{1\,\mathrm{eff.}} \cdot h_{2\,\mathrm{eff.}}}{\lambda R} \; i_2$$

ergeben ($h_{1\,\mathrm{eff.}}$ und $h_{2\,\mathrm{eff.}}$ bedeuten die wirksamen Antennenhöhen von Sender und Empfänger, i_1 und λ Stromstärke bzw. Wellenlänge des Senders, W_2 wirksamen Widerstand des Empfangsluftleiters).

Der Ableitung der Gleichung liegen zwei Voraussetzungen zugrunde, die den praktischen Verhältnissen nicht entsprechen:

1. Der Energierückgang bei wachsender Entfernung vom Sender wird proportional mit $\frac{1}{R^2}$ angenommen, d. h. man sieht die Energieübertragung an als bewirkt durch reine Raumwellen.

2. Die elektromagnetischen Wellen erleiden bei ihrer Ausbreitung keinerlei Energiezerstreuung.

Um den tatsächlich vorhandenen Verhältnissen Rechnung zu tragen hat man der obigen Gleichung den Faktor $e^{-\frac{\alpha R}{\sqrt[3]{\lambda}}}$ zugefügt, den man als Zerstreuungsfaktor bezeichnen kann.

In der neuen Form lautet sie dann

$$i_2 = \frac{120\,\pi}{W_2} \; \frac{h_{1\,\mathrm{eff.}} \cdot h_{2\,\mathrm{eff.}}}{\lambda R} \; e^{-\frac{\alpha R}{\sqrt[3]{\lambda}}} \; i_1 \,.$$

Für gedämpfte Schwingungen tritt noch der weitere Faktor $\sqrt{\frac{d_2}{d_1 + d_2}}$ hinzu. (d_1 und d_2 bedeuten die Dekremente am Sender und Empfänger).

Die Angaben über den Zahlenwert von α schwanken zwischen 0,0015 und 0,0019.

Eine Reihe von Versuchen, die in neuerer Zeit zwecks Prüfung der Formel auf ihre Richtigkeit angestellt worden sind, haben, soweit sie über Seewasser und bei Tage gemacht wurden, befriedigende Übereinstimmung zwischen beobachteten und errechneten Werten ergeben.

Man darf aber nicht vergessen, daß die Versuchsfehler hierbei infolge der Meßschwierigkeiten nicht unerheblich gewesen sein werden.

Die Nachtwerte zeigen größere Abweichungen und plötzlichere Schwankungen als die Tageswerte.

Erst ein noch umfangreicheres Beobachtungsmaterial, das bisher noch nicht vorliegt, wird die Richtigkeit der Formel und die Festlegung des Zahlenwertes von α erweisen müssen. Weitere Versuche haben ergeben, daß längere Wellen einen geringeren Energieverlust erleiden als kürzere. Die Erfahrung lehrt ferner, daß unter gleichen Voraussetzungen die Verluste nachts meistens bedeutend geringer sind als am Tage und zwar um so mehr, je größer die Entfernung und je kleiner die Welle ist. Man verwendet deshalb bei Nacht am besten kurze, bei Tage lange Wellen. Alle diese Tatsachen beweisen die Notwendigkeit bei dem Entwurf der Geberanlagen mit bedeutenden Sicherheitsfaktoren zu rechnen.

V. Die Wellenanzeiger.

Den Wellenanzeigern fällt die Aufgabe zu die Hochfrequenzschwingungen der Empfangskreise in Gleichtrom oder niederfrequenten Wechselstrom umzuwandeln.

Sie müssen hohe Empfindlichkeit und große Konstanz miteinander verbinden, um einen betriebssicheren Empfang zu gewährleisten.

Ausgehend vom Kohärer oder Fritter, der wohl nur noch in vereinzelten Fällen bei alten Anlagen zu finden ist, hat die Technik im Laufe der Zeit eine Reihe der verschiedenartigsten Detektoren geschaffen, die ihrer Wirkungsweise nach in einzelne Gruppen eingeteilt werden können.

1. Kontaktdetektoren.

Die Kontaktdetektoren bestehen aus zwei verschiedenen Stoffen, die sich unter leichtem Druck berühren. Die eine Elektrode hat gewöhnlich die Form einer Spitze, die andere ist vielfach als Platte ausgebildet. Die Zusammenstellung der Stoffe ist ziemlich willkürlich, da fast alle Detektorwirkungen zeigen, wenn auch in verschieden starkem Maße.

Von den gebräuchlichsten Zusammenstellungen seien hier angeführt:

Bleiglanz — Graphit,
Karborund — Metallspitze,
Kupferkies — Rotzinkerz,
Silizium — Golddraht.

Die Wirkungsweise der Kontaktdetektoren beruht auf zwei Erscheinungen:

1. der Gleichrichterwirkung,
2. der Thermowirkung.

Trotz vieler Versuche ist noch nicht mit Sicherheit festzustellen, ob ein Detektor nur als Gleichrichter oder nur als Thermoelement arbeitet.

In vielen Fällen überwiegt die eine der beiden Wirkungen die andere, wahrscheinlich sind aber bei der größten Anzahl dieser Detektoren beide Wirkungen gleichzeitig vorhanden.

Einige von ihnen zeigen ein unliebsames Nachlassen der Empfindlichkeit, das sowohl bei längerem Gebrauch als auch bei zu großer Beanspruchung eintritt.

Sie sind deshalb nicht zu verwenden beim Vorhandensein starker atmosphärischer Störungen, kräftiger Sender und in Zwischenhöreinrichtungen. Gut bewährt scheinen sich auch in diesen Fällen die Karborund- und Kupferkies-Rotzinkerzdetektoren bewährt zu haben.

Trotz der erwähnten Nachteile (Veränderlichkeit, leichte Zerstörbarkeit durch Überlastung, Stoß usw.) sind Kontaktdetektoren in allen möglichen Ausführungen ihrer Einfachheit wegen sehr zahlreich in Gebrauch.

Schaltung der Kontaktdetektoren.

Der hohe Widerstand dieser Detektoren macht besondere Schaltungen notwendig.

Sie werden nicht unmittelbar in den Luftleiter oder die Zwischenkreise eingeschaltet, da sie deren Dämpfung sehr stark vergrößern würden, sondern in bekannter Weise in besondere „aperiodische“ Kreise, die mit den ersteren loser oder fester gekoppelt werden können.

Wenn es sich darum handelt auf den aperiodischen Kreis die größtmöglichste Energie zu übertragen, so kann man zwei Wege einschlagen:

1. Die Windungszahl der Kopplungsspule sehr hoch und daher den Abstand beider Spulen groß machen oder

2. Die Windungszahl klein wählen, dafür dann aber eine enge Verbindung zwischen primären und sekundären Windungen vorsehen.

Versuche haben ergeben, daß es eine günstigste Windungszahl und einen günstigsten Spulenabstand gibt, deren Größe von dem Widerstand des benutzten Detektors und der Empfangswelle abhängt, die in jedem vorliegenden Fall durch das Experiment gefunden werden muß.

Schnellbetrieb mit Kontaktdetektoren.

Für den Empfang von Signalen, die von einer mit Schnellbetrieb ausgerüsteten Sendestation gegeben werden, sind die üblichen Methoden (Hörer) nicht mehr anwendbar.

Es werden hierbei besondere Anordnungen notwendig, von denen die im folgenden beschriebenen Kontaktdetektoren als Wellenanzeiger benutzt werden.

Die von der Firma C. Lorenz entwickelte verwendete den Kupferkies-Rotzinkerzdetektor. Die Niederschrift der Zeichen erfolgt mittels Lichtschreibers (Fadengalvanometer).

Auf eine abweichende Weise hat die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie die Aufgabe des Schnellbetriebes gelöst.

Die ankommenden Zeichen werden durch einen Verstärker irgendwelcher Art (am besten Kathodenröhren) zunächst verstärkt und dann durch den Stift der Schalldose des Empfangstelephons auf eine Grammophonwalze übertragen.

Von ihr können die aufgezeichneten Signale unter Verringerung der Umlaufsgeschwindigkeit dann in gewöhnlicher Weise mit dem Telephon abgehört und niedergeschrieben werden.

Diese Anordnung ist recht unempfindlich gegen Erschütterungen und starke Fremdströme und dürfte der vorigen praktisch daher überlegen sein.

2. Elektrolytische Zelle (Schlömilch, Fessenden).

Dieser Detektor, der früher außerordentlich verbreitet war, ist in neuerer Zeit durch die einfacheren und empfindlicheren Kontaktdetektoren verdrängt worden.

3. Gasdetektor (Wehnelt, Fleming, L. de Forest.)

Der von Marconi viel verwendete Detektor besteht aus einer kleinen Glühlampe, deren Faden aus Metalldraht (Wolfram) umgeben ist von einem Metallzylinder (Aluminium).

Verbindet man die Elektroden noch mit einer Hochfrequenzquelle, so wirkt die Anordnung als Gleichrichter und ist somit als Wellenanzeiger verwendbar.

Durch Verwendung eines besonderen Spannungsreglers kann man die Empfindlichkeit des Ventiles in weiten Grenzen verändern.

Die Vorzüge dieses Detektors liegen in seiner großen Betriebssicherheit und Überlastbarkeit. Seine Empfindlichkeit erreicht indessen nicht die mit Kontaktdetektoren erzielbare.

4. Magnetdetektor.

Der von Marcòni angegebene seiner Wirkung und Schaltung nach bekannte Magnetdetektor läßt sich, was Empfindlichkeit anbetrifft, auch nicht annähernd mit den neueren Detektoren vergleichen.

Er besitzt ihnen gegenüber aber den in manchen Betriebsfällen nicht hoch genug anzuschlagenden Vorteil auch bei weitgehendster Überlastung nicht zerstört zu werden.

Dieser Eigenschaft verdankt er seine Anwendung bei Stationen. die sehr nahe beieinander liegen, wo also häufig außerordentlich große Empfangsenergien auftreten (Hafenverkehr der Schiffe), denen andere Detektoren unbedingt zum Opfer fallen würden.

Auch für Zwischenhöreinrichtungen ist er aus dem gleichen Grunde hervorragend brauchbar (Marconi).

α) Wellenanzeiger, die in erster Linie für den Empfang ungedämpft gegebener Signale bestimmt sind.

Die bisher besprochenen Wellenanzeiger gestatten den Empfang der Morsezeichen mittels Telephons in allen Fällen, wo die vom Sender ausgestrahlten Wellen außer ihrer Schwingungsperiode noch einen weiteren Rhythmus (Wellenzugsfrequenz) besitzen. Liegt diese im Bereich der musikalischen Töne (tönende Sender), so werden die Zeichen vom Hörer als kurze oder lange Töne wahrgenommen. Arbeitet der Sender aber ungedämpft, fehlt den von ihm ausgesandten Wellen also die Wellenzugsfrequenz, so wird bei jedem Tastendruck ein Anziehen der Telephonplatte erfolgen, das so lange andauert, bis die Schwingungen am Sender unterbrochen werden.

Die Membran wird also Schallschwingungen nicht erzeugen können.

Aus diesem Grunde sind die angegebenen Detektorarten für derartige Wellen nicht verwendbar.

Um auch bei ungedämpften Wellen Hörempfang zu erhalten, müssen die fortlaufenden Wellenzüge durch zahlreiche Unterbrechungen künstlich zerhackt werden, d. h. in eine Reihe aufeinander folgender Züge aufgelöst werden oder aber man muß durch geeignete Einrichtungen erreichen, daß die Stromamplituden im Empfänger periodisch zu- und abnehmen.

Je nachdem man das erste oder zweite Mittel anwendet, kommt man zu dem Poulsenticker oder zu den Empfangseinrichtungen, die in ihrer Gesamtheit als Schwebungsempfänger bezeichnet werden.

a) Der Ticker.

Der seiner Schaltung und Wirkungsweise nach bekannte Ticker war lange Zeit der einzige Wellenanzeiger, der für die Aufnahme ungedämpfter Schwingungen in Betracht kam.

Er ist sehr empfindlich und besitzt in den meisten vorkommenden Fällen auch genügende Betriebssicherheit. Die Zeichen werden als verschieden lang andauernde Geräusche im Empfangstelephon wahrgenommen.

Atmosphärische Störungen, die sich in der gleichen Weise geltend machen, erschweren den Empfang infolgedessen außerordentlich.

Es ist deshalb von Poulsen versucht worden dem Tickerempfang Toncharakter zu geben, was dadurch erreicht wird, daß man zwischen Ticker und Telephon einen Gleichrichter einschaltet.

Diese Anordnung hat aber den Nachteil, daß sie an Empfindlichkeit weit hinter der reinen Tickerschaltung zurückbleibt.

Auch für den Empfang gedämpfter Wellen ist der Ticker verwendbar; er ist somit einer der wenigen Wellenanzeiger, mit dem beide Wellenarten empfangen werden können.

Da aber die Zeichen durch ihn ihres Tones beraubt werden, so wird man besonders bei starken atmosphärischen Störungen den in der ersten Gruppe beschriebenen Detektorarten für den Empfang tönender Signale den Vorzug geben.

Die Erhaltung des Tones aber ist, wie später bei der Störbefreiung näher ausgeführt werden wird, bisher das wirksamste Mittel gegen atmosphärische Störungen.

Eine Abart des Tickers ist der Schleifer, der ihm in seiner Wirkungsweise durchaus verwandt ist.

b) Schreibungsempfang.

1. Mit Hilfssender.

Die Erscheinung, daß zwei in einem Leiterkreise fießende Wechselströme von annähernd gleicher Aplitude aber verschiedener Periodenzahl Anlaß geben zu Schwebungen, d. h. zu einem periodischen Zu- und Abnehmen der resultierenden Aplitude, ist zuerst von Fessenden für den Empfang ungedämpfter Schwingungen verwandt worden.

Die anzuwendende Schaltung ergibt sich aus der Fig. 2.

Auf den Luftleiter I, der bereits durch die Senderschwingungen erregt wird, läßt man eine zweite Schwingung einwirken, die von einem „Hilfssenderkreis“ (Kreis III), beispielsweise einer Poulsenlampe erzeugt wird.

In dem aperiodischen Detektorkreis II entstehen bei bestimmtem Unterschied der Periodenzahlen beider Wellenzüge Schwebungen. Der durch den als Gleichrichter wirkenden Detektor erzeugte Gleichstrom bringt eine rythmische Anziehung der Telephonmembrane und damit einen Ton zu stande.

Die Zeichen erhalten hier also den Ton erst durch besondere Einrichtungen an der Empfangsstelle und nicht wie bei tönenden Sendern auf der Gebestelle.

Die Tonhöhe hängt ab von der Periodendifferenz der beiden Schwingungen.

Da man die eine, nämlich die des Hilfssenders III, durch Änderung der Eigenschwingung des Kreises bequem und beliebig einstellen kann, so können die Zeichen in jeder gewünschten Tonhöhe empfangen werden.

Um beispielsweise bei einer Senderwelle von 4000 m entsprechend 75000 Perioden den Ton 1000 zu erhalten, braucht man den Kreis III nur auf eine Wellenlänge von 4054 oder 3946 m einzustellen.

Da es nur auf die absolute Wellendifferenz ankommt, so ist es praktisch gleichgültig, ob die Hilfsschwingung um jenen Betrag größer oder kleiner ist wie die eigentliche Welle.

Man erhält also bei einer bestimmten Senderwelle den gleichen Ton der Zeichen bei zwei verschiedenen Einstellungen des Hilfskreises.

Sind beide Wellenlängen gleich, ihre Differenz also Null, so treten Schwebungen nicht auf. Unter dieser Bedingung ist ein Empfang nicht möglich.

Sind die Senderwellen gedämpft (tönende Sender), so tritt auch hier wie beim Ticker eine Zerstörung des Tones auf der Empfangsstelle ein.

An Stelle des Lichtbogens als Schwingungserzeuger im Kreise III können auch Kathodenröhren, Hochfrequenzmaschinen und sehr schwach gedämpfte, regelmäßig arbeitende Summer verwendet werden. Die reinsten und sichersten Verhältnisse werden praktisch auf die einfachste Weise mit Kathodenröhren erreicht.

Dieser Empfangsart ist in der Zukunft noch ein großes Anwendungsgebiet beschieden.

Sie scheint dazu berufen zu sein beim Empfang ungedämpfter Wellen den Ticker vollkommen zu verdrängen und sich in diesem Gebiet die alleinige Existenzberechtigung zu erobern.

Fessenden ist noch einen Schritt weiter gegangen, in dem er an Stelle des Detektorkreises ein elektrodynamisches oder elektro-

statisches Telephon angewandt hat, das unmittelbar von den Hochfrequenzströmen durchflossen wird und den Detektor vollkommen entbehrlich macht.

Solange aber die geringe Empfindlichkeit darartiger Telephone nicht erheblich gesteigert werden kann, ist man gezwungen den Detektorkreis beizubehalten.

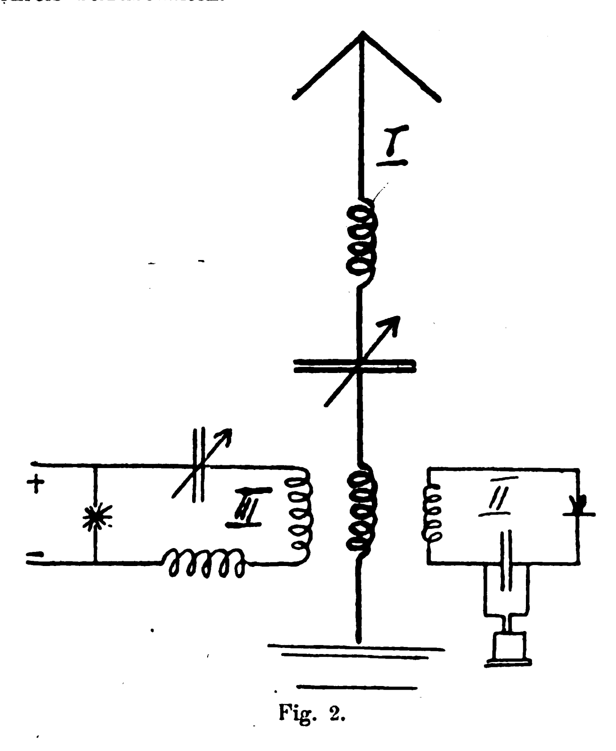


Fig. 2.

2. Mit Tonrad.

Zu den Schwebungsempfängen gehört auch das von Goldschmidt angegebene Tonrad.

Die Schwebungen werden hierbei dadurch erzeugt, daß die Hochfrequenzschwingungen rythmisch unterbrochen werden, wobei die Unterbrechungszahl etwas abweicht von der aufgedrückten Periode des Wechselstromes.

Die Periodenzahl der Schwebung ergibt sich als Differenz der Hochfrequenzperiodenzahl gegen die Unterbrechungszahl in der Sekunde.

Durch Änderung der Unterbrechungszahlen lassen sich die ver-

schiedensten Schwebungsperiodenzahlen und damit die verschiedensten Töne im Empfangstelephon herstellen.

Das Unterbrechungsorgan besteht aus einer mit vielen Zähnen versehenen Stahlscheibe, die durch einen Motor in äußerst schnelle Umdrehungen versetzt werden kann und auf der eine leichte Feder schleift.

Um die Umdrehungszahl, von der die Tonhöhe abhängt, möglichst konstant zu halten, sind an dem Apparat noch besondere Vorrichtungen angebracht.

Ein astatischer Achsenregler steuert den Feldstrom in geeigneter Weise.

Zur Herstellung einer gleichmäßigen Belastung ist eine Wirbelstrombremse vorgesehen, deren magnetisches Feld entsprechend einstellbar ist. Für sicheres Arbeiten der Anordnung ist eine vorzügliche Isolierung der einzelnen Teile gegeneinander unumgänglich notwendig.

β) Verstärker.

Anordnungen, mit denen eine Verstärkung der schwachen Empfangsströme erzielt werden kann, haben von jeher im Mittelpunkt des Interesses gestanden.

Reichweite und Betriebssicherheit der Stationen werden durch sie erheblich gesteigert.

Die vorliegenden Ausführungsformen derartiger Verstärker lassen sich in zwei Gruppen einteilen:

1. Mechanische Verstärker,
2. Kathodenröhrenverstärker oder Elektronenrelais.

Zu den ersteren gehören das Brownrelais und der Lautverstärker der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie.

Beide beruhen auf dem Prinzip, den Strom, der telephonisch empfangen werden soll, zuerst auf eine Art Mikrophon einwirken zu lassen und den stärkeren Mikrophonstrom erst dem Telephon zuzuführen.

Ihre praktische Anwendung wird erschwert durch die Schwierigkeit der Einstellung, die viel Zeit und Geschicklichkeit erfordert und die Veränderlichkeit ihrer Empfindlichkeit bei Erschütterungen und Temperaturschwankungen.

Diese Mängel sind größtenteils in ihrer Bauart begründet.

Viel empfindlicher und betriebssicherer als die eben angeführten Apparate sind die erst in neuerer Zeit aufgekommenen Kathodenröhrenverstärker, die besondere Einstellschwierigkeiten nicht besitzen und in ihrer verbesserten Form vollkommen frei von Temperatur- und Erschütterungseinflüssen sind.

Ausführungsformen sind: die Liebenröhre der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie und das Elektronenrelais, das von einer Reihe von Firmen in verschiedenen Formen und Schaltungen angewandt wird.

Mit diesem Relais können sowohl hochfrequente als auch niederfrequente Wechselströme in außerordentlich hohem Grade verstärkt werden.

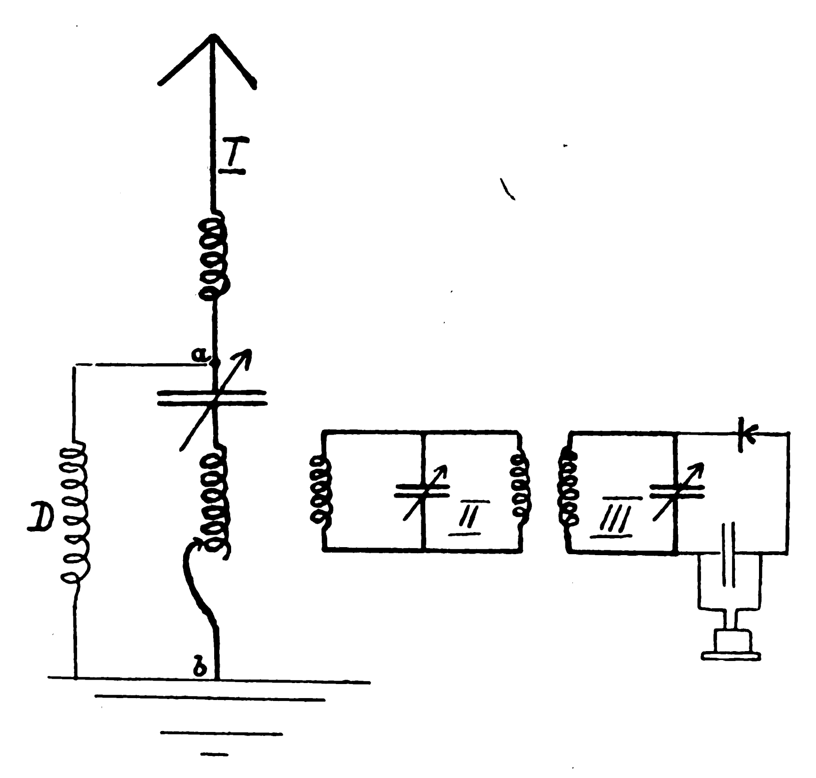


Fig. 3.

In geeigneten Schaltungen können sie als Hochfrequenzgeneratoren verwendet werden (beispielsweise als Hilfssender beim Schwebungsempfang).

Auch als Detektoren sind sie verwendbar. Diesen Relais, deren Entwickelung noch nicht abgeschlossen ist, dürfte infolge ihrer großen Verwendungsmöglichkeit noch eine große Zukunft bevorstehen.

VI. Maßnahmen zur Störbefreiung auf der Empfangsseite.

Die Weiterentwickelung der Empfangsapparate muß in erster Linie darauf zielen, ihre Störungsfreiheit zu erhöhen, d. h. sie so zu gestalten, daß der Wellenanzeiger nur von den Schwingungen der Sendestation erregt wird und nicht mehr von fremden Sendern.

Wenn man auch heute noch weit entfernt ist von dem Idealfall der „absoluten Störfreiheit", so zeigen doch die bereits erzielten Resultate, daß große Fortschritte gemacht worden und auch in Zukunft noch zu erwarten sind.

Die Störungen, denen der Empfänger ausgesetzt ist, sind zweierlei Art:

a) Schwingungen fremder Sender,
b) Luftelektrische oder atmosphärische Störungen.

Im allgemeinen kann man wohl behaupten, daß man den ersteren gegenüber Mittel bereits in der Hand hat, die von Tag zu Tag wirksamer werden. Was die anderen anbetrifft, so muß man eingestehen, daß ihre Bekämpfung bisher trotz Anwendung aller erdenklichen Anordnungen und Vorrichtungen und trotz allseitiger Arbeit nur mit äußerst geringem Erfolg gelungen ist.

Hier liegt also noch ein reiches Arbeitsfeld vor für Theoretiker und Praktiker, dessen Erschließung für die drahtlose Telegraphie von ungeheurer Wichtigkeit sein dürfte.

1. Schutz gegen Störungen seitens fremder Sender.

Drei Arten von Hilfsmitteln zur Bekämpfung fremder Störer sind bisher erfolgreich zur Anwendung gebracht worden.

a) Abstimmung der Antenne auf die zu empfangende Welle und Verwendung von Zwischenkreisen (Sekundärempfang).

Ganz allgemein wird ein Empfänger um so weniger gestört werden, je loser der Empfangsluftleiter mit ihm gekoppelt ist und je gründlicher jeder unmittelbare Einfluß der Störstation auf den Detektor beseitigt ist.

Beide Forderungen erfüllt der Empfänger mit Zwischenkreis, ohne den ein moderner Empfangsapparat nicht mehr denkbar ist. Dem Aufbau der gesamten Empfangsapparatur ist erhöhte Aufmerksamkeit zuzuwenden. Es muß sorgfältigst vermieden werden, daß unbeabsichtigte Kapazitätswirkungen zwischen einzelnen Teilen des Aufbaues auftreten und ferner ist eine möglichst sorgfältige Isolation aller Teile gegeneinander und gegen Erde unbedingt erforderlich.

Aus diesem Grunde hat es sich als zweckmäßig erwiesen für die Abstimmung des Empfangsluftleiters nicht ausschließlich Variometer zu verwenden, da ihre Eigenkapazitäten beträchtliche Werte erreichen können besonders dann, wenn ihr Variationsbereich groß gemacht wird.

Für die Abstimmung empfiehlt sich vielmehr die Verwendung von Stufenspulen in Verbindung mit Drehplattenkondensatoren.

Wenn sich die Verwendung der Variometer aus irgendwelchen Gründen nicht vermeiden läßt, so sollte man wenigstens an Stelle eines großen Variometers eine Reihe hintereinander geschalteter kleinerer setzen, deren Eigenkapazität wesentlich geringer ist.

Mit der gleichen Sorgfalt ist die Verlegung der Verbindungsleitungen zwischen den einzelnen Apparateteilen zu behandeln.

Auch hier müssen kapazitive Beeinflussungen und Ableitungsströme nach Möglichkeit ausgeschaltet werden, denn jeder zusätzliche Verlust, ob er herrührt vom Baustoff, Form oder Zusammenbau der Spulen und Kondensatoren, hat nicht nur eine Schwächung der Empfangsenergie zur Folge, sondern, was noch erschwerender ins Gewicht fällt, er verschlechtert auch in hohem Maße die Abstimmschärfe und damit die Störungsfreiheit des Empfängers.

b) Wahl eines geeigneten Wellenanzeigers.

Für die Erzielung einer störungsfreien Aufnahme der Zeichen ist außer dem richtigen Aufbau des Empfangsapparates die Wahl eines geeigneten Wellenanzeigers von Bedeutung.

Handelt es sich beispielsweise um den Empfang von Funkensendern, so wählt man zweckmäßig als Wellenanzeiger eine gewöhnliche Zelle, die durch ungedämpfte Wellen nicht beeinflußt wird.

Tickerempfang würde in diesem Falle gänzlich ungeeignet sein, da sowohl der eigentliche als auch der Störsender im Empfangstelephon hörbar sein würden.

Bei ungedämpften Sender und Funkensender als Störer wird man zweckmäßig einen Schwebungsempfänger als Wellenanzeiger nehmen (Tonrad als ungedämpfter Hilfssender), bei dem die Zeichen des eigentlichen Senders tönend, die des Störers als Geräusche wahrgenommen werden. Die ersteren sind gut heraus hörbar, ihre Aufnahme wird durch die Störzeichen nicht beeinflußt werden, solange die Lautstärke der letzteren nicht erheblich größer wird wie die des eigentlichen Senders.

c) Besondere Schaltungen.

Außer mit den bisher angeführten Mitteln hat man versucht durch besondere Empfangsschaltungen eine Störbefreiung zu erhalten.



Die zahlreich vorgeschlagenen Anordnungen werden praktisch sehr selten angewandt, da sie in der Mehrzahl für den recht verwickelten und schwierigen Aufbau außerordentlich viel Zeit und große Geschicklichkeit erfordern, die nur in sehr selten vorliegenden Betriebsverhältnissen zur Verfügung steht.

Die Anordnungen arbeiten nur bei peinlichster Beobachtung einer großen Zahl von Vorsichtsmaßregeln (Ausschaltung jeglicher gegenseitiger Beeinflussung zwischen den einzelnen Teilen der äußerst umfangreichen Anordnung usw.).

Die Schwierigkeit des fehlerlosen Aufbaues ist wohl der Grund dafür, daß über die Wirkungsweise seiner Anordnungen nur seltene und häufig sich widersprechende Mitteilungen in die Öffentlichkeit gelangen.

2. Schutz gegen Störungen durch den eigenen Sender.

Besondere Maßnahmen zum Schutz des Empfängers müssen getroffen werden, wenn die Stationen gleichzeitig Senden und Empfangen sollen (Gegensprechen).

Für Großstationen, die im Vergleich zu kleineren Stationen, einfache Betriebsverhältnisse haben, ist die Aufgabe des Gegensprechens praktisch als gelöst zu betrachten.

Die Beeinflussung des Empfängers wird hier nach Marconi dadurch vermieden, daß Sender und Empfangsstation räumlich weit voneinander getrennt angeordnet werden und daß durch einen Ausgleichsluftleiter auf der letzteren die vom Sender in der eigentlichen Empfangsantenne hervorgerufenen Ströme aufgehoben werden und infolgedessen den Hörer nicht zum Ansprechen bringen können.

Weit schwieriger aber ist die Lösung der Aufgabe, wenn es sich um Stationen handelt, die beweglich sein sollen und bei denen die besonderen Betriebsverhältnisse einen häufigen und schnellen Wellenwechsel notwendig machen. Hier ist sie in der bei Großstationen vollkommenen Form noch nicht lösbar.

Einfachere Arten des Gegensprechens sind aber auch bei ihnen in praktischer Verwendung, die im folgenden kurz beschrieben werden sollen.

1. Die Station steht dauernd auf Empfang. Sobald man die Taste drückt, wird durch ein Verzögerungsrelais der Empfänger selbsttätig abgeschaltet. Läßt man sie los, so erfolgt umgekehrt Anschaltung.

Man kann also ohne Betätigung des Sende-Empfangsumschaltens, zwischen dem Senden von zwei Nachrichten die Gegenstation empfangen.

2. Bringt man an der Morsetaste einen dritten Kontakt an, so ist damit die Möglichkeit des Zwischenhörens gegeben, d. h. das Hören der Gegenstation zwischen den gesandten Punkten und Strichen.

3. Bei Funkensendern die mit in gleichen Abständen erfolgenden Kondensatorladungen arbeiten ist die Aufgabe des Zwischenhörens von Marconi dadurch gelöst worden, daß mit Hilfe einer mit der Periodenzahl des Maschinenstroms synchron laufenden Kontaktscheibe der Empfänger während der Funkenpausen an den Luftleiter angeschaltet wird.

Bei allen beschriebenen Einrichtungen ist besonders darauf zu achten, daß das An- und Abschalten der Empfangsapparate im richtigen Augenblick erfolgt, daß schädliche Induktionsströme in den Empfangskreisen vermieden werden und vor allen Dingen, daß der Detektor vor Zerstörung durch diese Ströme sicher geschützt ist.

Den beiden letzten Forderungen kann man praktisch am einfachsten und vollkommensten genügen, wenn man die spannungsempfindlichen Teile des Empfängers, in erster Linie die Detektoren, während des Sendens kurzschließt oder noch besser und sicherer von den übrigen Empfängerteilen vollkommen abschaltet.

3. Atmosphärische Störungen.

Weit schwieriger als der Schutz des Empfängers gegen Störsender ist die Aufgabe die atmosphärischen Störungen unschädlich zu machen, die besonders in tropischen Gegenden infolge ihrer Häufigkeit und Stärke die schlimmsten Feinde des Empfängers sind.

Zu gewissen Zeiten ist dort trotz großer Intensität der ankommenden Zeichen, die Telegrammaufnahme äußerst schwierig, vielfach sogar vollkommen unmöglich.

Der Luftleiter wird durch die wechselnden Ladungen der Atmosphäre in Eigenschwingungen versetzt, deren Verlauf die Form eines abklingenden Wellenzuges hat, dessen Dämpfung gegeben ist durch die elektrischen Abmessungen der Strombahn.

Die hierdurch hervorgerufenen Ströme werden um so stärker sein, je größer die Kapazität und je kleiner die Dämpfung des Luftleiters ist. Luftleiter mit kleiner Kapazität, also geringerer Höhe, werden sich also den Störungen gegenüber günstig verhalten.

Hieraus ergibt sich die Zweckmäßigkeit, für den Sender und Empfänger getrennte Luftleiter zu verwenden derart, daß die Kapazität der Empfangsantenne klein, die der Sendeantenne groß gewählt wird.

Anordnungen dieser Art sind bereits vielfach in Anwendung.

Ein weiteres Mittel zur Unschädlichmachung der Störungen be-

steht darin, durch Vergrößerung des wirksamen Antennenwiderstandes (Einschalten von Widerstand), die Dämpfung zu vermehren.

Man darf hierbei allerdings nicht außer Acht lassen, daß durch die erhöhte Dämpfung die Wirkungen der Störungen wohl geschwächt werden, daß gleichzeitig aber auch die Stärke der aufzunehmenden Zeichen beträchtlich abnimmt. Diese Schwächung darf ein gewisses Maß nicht überschreiten, da sonst die übrigbleibende Energie nicht mehr hinreicht, die Telephonmembran in genügend kräftige Schwingungen zu versetzen.

Marconi hat für die Störbefreiung die in der folgenden Figur dargestellte Anordnung vorgeschlagen.

Die Kreise II und III werden auf die Senderwelle abgestimmt. Desgleichen der Luftleiter I und zwar der letztere derart, daß zwischen den Punkten a und b für die Empfangswelle die Spannung Null herrscht.

Verbindet man a und b dann durch eine eisenlose Drosselspule oder auch besser durch einen Ohmschen Widerstand von passender Größe, so sollen die atmosphärischen Ströme sich über diesen Weg ausgleichen, während der Nutzstrom die stark ausgezogene Leitungsbahn benutzt.

Außer den bisher angeführten Methoden, die das Ziel durch geeignete Formen und Schaltungen des Luftleiters zu erreichen suchten, gibt es noch eine große Zahl anderer, die auf besonderen Schaltungen des Zwischenkreises und der Detektoren beruhen.

Die bekannteste und am meisten angewandte von ihnen ist wohl die von Marconi angegebene, die in der folgenden Figur dargestellt ist.

D_1 und D_2 sind zwei entgegengesetzt geschaltete Schwingungsventile (Gasdetektoren).

Sind beide gleich empfindlich, so ist ein Empfang nicht möglich, da die entgegengesetzt gerichteten Ströme beider sich aufheben.

Ist aber D_2 weniger empfindlich als D_1, so findet eine Gleichrichtung der Senderschwingungen statt, an der sich der empfindlichere von beiden beteiligt.

Starke atmosphärische Störungen setzen auch den unempfindlicheren in Tätigkeit, was zur Folge hat, daß ihre Wirkung auf das Telephon geschwächt wird. An Stelle der Gasdetektoren lassen sich auch alle Wellenanzeiger verwenden, die ausgeprägte Gleichrichtereigenschaften besitzen (Karborund usw.) Der praktische Wert aller bisher bekannten Anordnungen zum Schutz gegen atmosphärische Störungen muß nach den mit ihnen gewonnenen Resultaten als sehr gering bezeichnet werden.

Ihre Einstellung ist in den meisten Fällen äußerst schwierig und unsicher, ihre Wirksamkeit nicht immer nachweisbar.

Wirksame Mittel gegen diese Störungen gibt es bisher noch nicht.

Am besten bewährt hat sich praktisch bei starken Luftstörungen die Verwendung von tönenden Sendern, da die musikalischen Töne aus

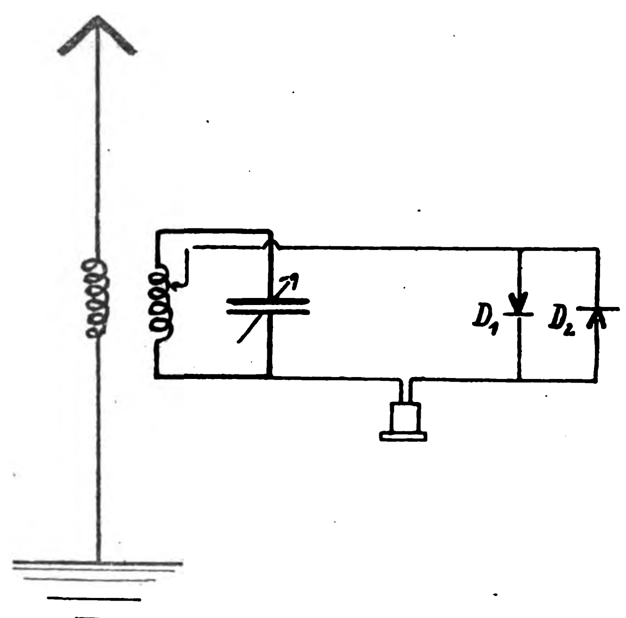


Fig. 4.

dem rasselndem Geräusch der Störungen gut herausgehört werden können.

Sobald aber die Stärke der Störungen die der Zeichen beträchtlich übersteigt, wie es in den Tropen der Fall ist, ist auch dieses Mittel nicht ausreichend den Empfang der Signale sicher zu stellen.

VII. Schaltungen für Mehrfachempfang.

Die Aufgabe mit einer Empfangstation Nachrichten von zwei oder mehr Sendestationen aufzunehmen, hat bisher eine Reihe von Lösungen gefunden, die aber nur zum kleinsten Teil ihre praktische Brauchbarkeit bewiesen haben.

Sie können nach den angewandten Mitteln in drei Gruppen eingeteilt werden.

1. Gruppe.

Die Empfangsstation besteht aus einer Reihe von Luftleitern mit zugehörigen Empfängern, deren Anzahl bestimmt wird durch die Zahl der aufzunehmenden Sender. Sie stellt also die Vereinigung einer Reihe Einzelstationen zu einer Gesamtstation dar.

Die Ausführung einer derartigen Anlage stößt aber auf eine Reihe von Schwierigkeiten, die dieses Mittel praktisch als unanwendbar erscheinen lassen.

Einmal ist der Raumbedarf für die vielen Luftleiter ein erheblich großer und ferner werden durch die vielen auszuführenden Antennenträger die Kosten der Anlage ungeheuer erhöht.

Drittens endlich beeinflussen sich die einzelnen Luftleiter gegenseitig derartig, daß es unmöglich ist, eine Abstimmungsänderung des einen vorzunehmen ohne nicht gleichzeitig die des anderen zu stören.

2. Gruppe.

Die Aufnahme erfolgt mit nur einem einzigen Empfangsluftleiter aber mit mehreren der Anzahl der Sender entsprechenden Empfängern.

Gleichzeitiger Empfang zweier Senderwellen mittels eines einzigen Luftleiters sind schon vor langer Zeit ausgeführt worden.

Die hierbei zur Anwendung gelangte Schaltung zeigt die folgende Figur.

Der Luftleiter A teilt sich bei B in zwei Zweige, von denen jeder mittels Selbstinduktion, Kapazität oder beider auf die von ihm zu empfangende Senderwelle abgestimmt werden kann.

Der Anordnung haftet aber der Nachteil an, daß die beiden Zweige sich gegenseitig beeinflussen derart, daß Abstimmungänderungen des einen Verstimmungen im anderen zur Folge haben.

Diesem Übelstand wird abgeholfen durch verbesserte Empfangsschaltungen, von denen nur die in der folgenden Figur dargestellte von Scheller angegebene angeführt werden soll.

Die am Luftleiter liegenden Spulen und Kondensatoren werden so abgeglichen, daß der Widerstand zwischen den Punkten a und b gleich dem zwischen b und c ist. Macht man ferner die Kapazität des Kondensators $C_{A'}$ gleich der wirksamen Antennenkapazität und die Selbstinduktion $L_{A'}$ gleich der Antenne, so lassen sich zwischen den Punkten a und c und zwischen b und d zwei Empfänger anschalten, die auf zwei beliebige Senderwellen abgestimmt werden können, ohne daß eine gegenseitige Beeinflussung beider stattfindet.'

Wenn auch bei den verbesserten Anordnungen gegenseitige Be-

einflussungen vermieden sind, so werden sie praktisch doch nur in geringem Umfang angewandt, da es nicht ganz einfach ist, die Empfangseinrichtung so abzugleichen, daß die für ihr sicheres Arbeiten erforderlichen Vorbedingungen erfüllt sind.

Solange es sich nur um den Mehrfachempfang von Wellen handelt, deren Größen über längere Zeitabschnitte unverändert bleiben, wie es

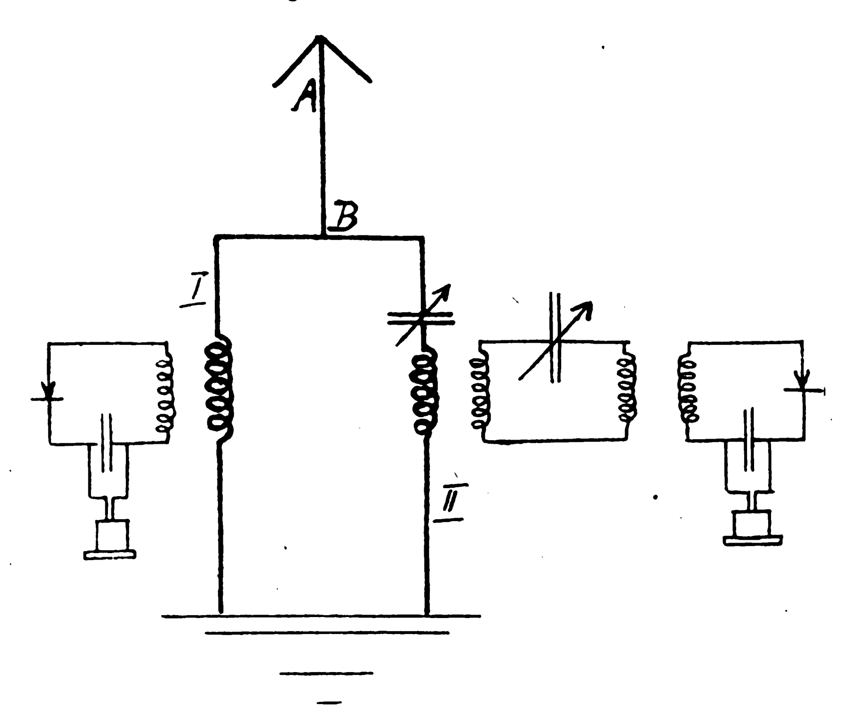


Fig. 5.

beispielsweise bei Großstationen häufig der Fall sein wird, wird nur eine einmalige Einstellung der ganzen Apparatur erforderlich sein.

Sobald aber aus betriebstechnischen Gründen häufiger und schneller Wellenwechsel notwendig wird, was bei einer großen Zahl von Stationen ein Haupterfordernis ist, dürfte die Neueinstellung der Empfangsapparatur doch mehr Zeit in Anspruch nehmen, wie sie die Betriebsbedingungen zulassen können.

Vom Verfasser nicht erwähnt worden ist eine Anordnung, die auf äußerst einfache Weise den gleichzeitigen Empfang zweier Senderwellen

auszuführen gestattet auch in den Fällen, wo häufiger und schneller Wellenwechsel durch den Betrieb erforderlich gemacht wird.

Es ist der von der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie[1]) in Berlin angegebene und verwendete Doppelempfangsumschalter, der sich praktisch außerordentlich bewährt hat. Seine Wirkungsweise ergibt sich aus der folgenden Figur.

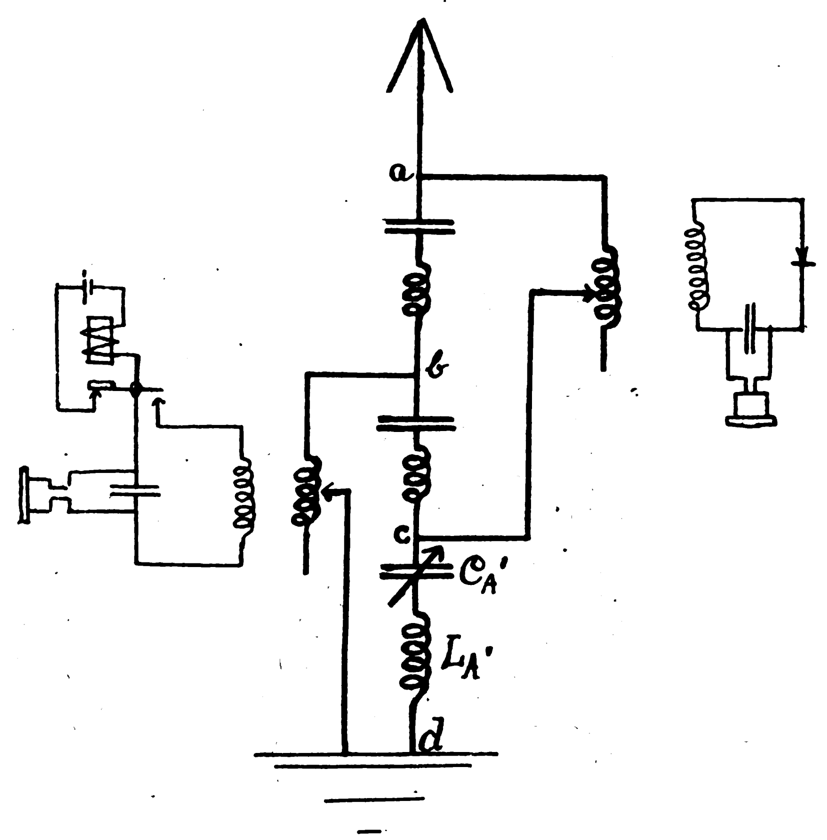


Fig. 6.

Die Zweige I und II, Abstimmteile gewöhnlicher Empfänger enthaltend, werden gesondert mit dem Luftleiter A auf die zu empfangenden Wellen abgestimmt.

1) Vgl. Jahrbuch 8, 95. 1913.

Zu diesem Zwecke wird A zuerst mit dem Zweige I verbunden und nach erfolgter Abstimmung dieses Zweiges auf die eine der gewünschten Wellen mit dem Zweige II, der in gleicher Weise auf die zweite Welle eingestellt wird.

Diese Abstimmungen gehen in der bei Einfachempfang üblichen Art und Weise vor sich und erfordern keine hervorragend gut geschulte Bedienung.

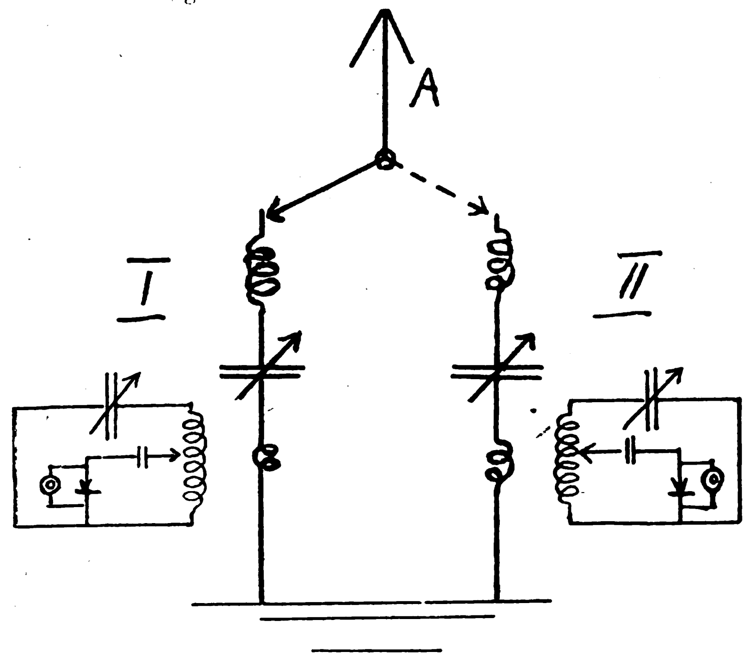


Fig. 7.

Der bei der vorhin angegebenen Methode notwendige Abgleich von Kapazität und Selbstinduktion in der Antenne kommt hier in Wegfall.

Für die Aufnahme der beiden Wellen ist nur noch erforderlich, daß durch eine Vorrichtung der Luftleiter abwechselnd mit den beiden Zweigen in Kontakt gebracht wird und daß dieses Umschalten genügend schnell und sicher vor sich geht.

Diesen Schaltmechanismus vollführt der Doppelempfangsumschalter, der bei der ganzen Vorrichtung die Hauptrolle spielt.

Der Hauptvorzug dieser Anordnung gegenüber den vorhin ange-

führten Schaltungen liegt darin, daß ihre Wirkungsweise vollkommen unabhängig ist von der Größe der Kapazität und der Selbstinduktion der Antenne.

Er wird in erhöhtem Maße zur Geltung kommen bei Stationen, die häufig ihren Standort und ihre Luftleiteranordnung ändern müssen. Die hiermit verbundene Kapazitäts- und Selbstinduktionsänderung der Antenne erfordert in den obigen Fällen eine erneute Zeit und Geschick erfordernde Abgleichung der Anordnung, die bei der zuletzt beschriebenen Methode fortfällt.

Eine Beeinflussung der beiden Zweige ist bei ihr ausgeschlossen, da die Antenne immer nur mit dem Zweige verbunden ist, dessen Welle gerade empfangen wird.

Im Gegensatz zu früheren Anordnungen ist eine Differenz der beiden Empfangswellenlängen nicht erforderlich.

Aus den obigen Ausführungen ergibt sich, daß für den Empfang zweier Senderwellen die zuletzt beschriebene Anordnung des Doppelempfangsumschalters infolge ihrer Einfachheit und Schnelligkeit der Bedienung den vorhin angegebenen Methoden überlegen ist und daher praktisch allein in Betracht kommt.

3. Gruppe.

Mehrfachempfang bei Verwendung eines Luftleiters und nur eines Empfängers.

Zu den vom Verfasser angeführten Anordnungen muß eine weitere hinzugefügt werden, die die gleichzeitige Aufnahme mehrerer Sender unter Benutzung nur eines Luftleiters und eines Empfängers gestattet.

Über die dabei anzuwendende Schaltung kann näheres erst nach dem Kriege berichtet werden.

VIII. Schutz gegen das Abfangen von Nachrichten.

Ein unbedingt sicheres Mittel das Mitlesen von Nachrichten seitens fremder Nationen zu verhindern, gibt es bisher noch nicht.

Wohl aber lassen sich Senderanordnungen anführen, die das Abfangen, wenn auch nicht vollkommen unmöglich machen, so doch wesentlich erschweren.

Hierzu gehören:

1. Gewöhnliche ungedämpfte Sender.

Die Aufnahme der von gewöhnlichen ungedämpften Sendern ausgesandten Zeichen macht besondere Empfangseinrichtungen notwendig (Ticker, Schleifer, Tonrad, Schwebungsempfang).

Alle diejenigen Stationen, die nur mit gewöhnlichen Detektoren (Kristall- oder Gasdetektoren usw.) ausgerüstet sind und dazu gehört eine große Anzahl vor allen Dingen kleinerer Stationen, werden ungedämpft gegebene Zeichen nicht aufnehmen können.

2. Ungedämpfte Sender, bei denen die Zeichengebung durch Verstimmung erfolgt.

Die Verstimmung kann bei ihnen so klein gewählt werden, daß gewöhnliche Empfänger, deren Dämpfung nicht sehr klein ist, die Trennung der beim Drücken und Loslassen der Tasten entstehenden positiven und negativen Wellen nicht mehr vernehmen können. Die Aufnahme wird also nur von Stationen mit besonders dämpfungsfreien Empfängern ausgeführt werden können.

3. Sender, die Einrichtungen für Schnellbetrieb haben.

Auch hier sind für den Empfang der Zeichen besondere nicht gerade einfache und daher nur bei größeren Stationen vorhandene Aufnahmevorrichtungen erforderlich.

4. Gerichtete Sender.

Für alle nicht in der Telegraphierichtung liegenden Empfangsstationen wird die Aufnahme infolge der geringen Stärke der Zeichen erschwert sein. Solange indessen die Zahl der gerichteten Sender und ihre Richtfähigkeit nicht wesentlich gesteigert wird, erscheint dieses Mittel praktisch von untergeordneter Bedeutung.

5. Wellenwechsel der Sendestation.

Ein vom Verfasser nicht angeführtes, längst bekanntes Mittel das Mitlesen der Nachrichten zu erschweren, besteht bekanntlich darin, die Wellenlänge des Senders möglichst oft zu ändern.

Die mitlesende fremde Station muß ihre Empfangsapparate bei jedem Wellenwechsel auf die neue ihr unbekannte Welle des Senders neu abstimmen, was immerhin eine gewisse Zeit erfordert und zur Folge hat, daß ihr eine Anzahl gegebener Zeichen verloren geht.

Da alle angeführten bisher bekannten Mittel eine absolute Sicherheit der Geheimhaltung ausgesandter Nachrichten nicht gewährleisten können, so ergibt sich die Notwendigkeit derartige Nachrichten nicht in offener Sprache, sondern chiffriert zu geben. A. Esau.

(Eingesandt 20. Oktober 1917.)

Adresse des Referenten: Dr. A. Esau, Berlin, Motzstr. 49.

Bemerkungen über die Strahlung horizontaler Luftleiter.

(Notes on radiation from horizontal antennas.)

Von **Charles A. Culver.**

Als Fortführung meiner eigenen Arbeiten[1]) sowie jener von Kiebitz[2]) und anderen Forschern habe ich eine Reihe von Versuchen über die relative Strahlungsausbeute niedriger horizontaler Luftleiter ausgeführt. Diese Versuche wurden im Laufe der Frühjahrsmonate des Jahres 1915 im Cruft-Hochspannungslaboratorium der Harvard-Universität durchgeführt.

Es wurde ein niedriger Luftleiter entsprechend dem in Fig. 1 dargestellten Plan errichtet. Die mittlere Höhe von AB betrug 3,7 m,

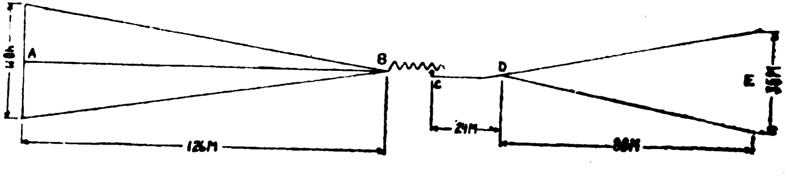


Fig. 1.

jene von CD 4 m und jene von DE 1 m. Der Draht, aus dem das System hergestellt worden war, war Kupferdraht aus 7 Strähnen Nr. 22[3]); er war gegen die Erde isoliert. Die gewählten besonderen Abmessungen waren durch die physikalische Beschaffenheit der Örtlichkeit bestimmt und haben somit keinerlei besondere Bedeutung. Das gesamte System AE hatte eine Kapazität von 0,00738 μF. Die Kapazität von CE betrug 0,00313 μF und jene von CE 0,00355 μF. Das Dekrement des gesamten Systems betrug annähernd 0,3. Der Strahlungswiderstand von AB betrug bei 810 m 10,6 Ohm und bei 1100 m 8,4 Ohm. Es war Vorkehrung getroffen worden, AE, AB oder CE als strahlende Einheiten benutzen zu können. Bei einer Anzahl der Versuche diente das Wasserleitungssystem im Gebäude als Erde, während bei anderen ein radiales Erdsystem benutzt wurde. Dieses letztere bestand aus einer Anzahl geflochtener Kupferdrähte, die einige Zentimeter unter die Bodenoberfläche eingegraben waren und sich mehr oder minder unmittelbar unterhalb des Abschnittes AB

1) Phys Rev. (2) **3**, Nr. 4, April 1914. — Electr. World **65**, Nr. 12, 20. März 1915.

2) Jahrb. **5**, 349, 360, 383 und **6**, 44, 554, 570, 574.

3) Durchmesser der Drahtstärke Nr. 22 = 0,064 cm.

radial erstreckten. Die Eigenperiode des Teiles AB war bei Benutzung dieser eben erwähnten radialen Erde 740 m; bei Benutzung des Wasserleitungssystems als Erde ergab sich die Periode zu 665 m. Die Energie wurde dem strahlenden System aus einem mit 500 Umläufen betriebenen Umformer mit Luftkern von 2 Kilowatt zugeführt. Es wurden eine Löschfunkenstrecke und eine lose Koppelung benutzt. BC stellt die Sekundäre des Koppelungsumformers dar.

Versuche wurden angestellt zwischen der vorstehend beschriebenen Station am Cruft-Laboratorium und den in Fig. 2 angegebenen Punkten.

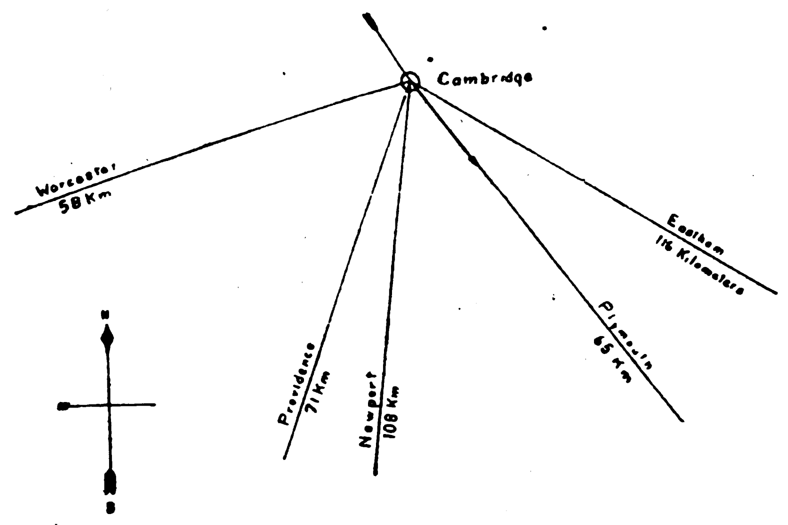


Fig. 2.

Am 7. und 8. Mai wurde eine Reihe vergleichender Versuche zwischen Cambridge und einer in Plymouth aufgestellten vorläufigen Empfangsstation ausgeführt. Der Luftleiter an letztgenanntem Orte bestand aus zwei nahezu senkrechten Drähten mit einem gegenseitigen Abstande von 1 m und einer Länge von 21,3 m. Als Erde diente das Rohrsystem einer Dampfanlage. Die Empfangsanordnung enthielt ein lose gekoppeltes Audion mit Nebenschlußempfängern zur Bestimmung der Hörbarkeit.

Am Cruft-Laboratorium wurde der große senkrechte Luftleiter als Vergleichseinheit für die Strahlung benutzt. Wir werden ihn hinfort als „Bezugsluftleiter" bezeichnen. Er bestand aus 16 nahezu senkrechten Drähten mit einer mittleren Höhe von 46 m. Seine Eigenperiode betrug bei Benutzung der radialen Erde 370 m und

seine Kapazität 0,00208 μF. Der Strahlungswiderstand ergab sich zu 5,4 Ohm bei 890 m und zu 8,3 Ohm bei 644 m.

Die Ergebnisse dieser Versuche werden aus der nachstehenden Zusammenstellung ersichtlich. Wie man sieht, wurde bei den Ablesungen zwischen dem Bezugsluftleiter und der jeweils zu untersuchenden Luftleiterart abgewechselt.

Übersicht über die Bedingungen und die Ergebnisse der Strahlungsversuche zwischen Harvard und Plymouth. Energie 1,9 Kilowatt. Wellenlänge 800 m.

Versuch Nr.	Strahlendes System	Luftleiter-Stromstärke in Ampère	Art der Erde in Harvard	Hörbarkeit in Plymouth	Bemerkungen
1	Bezugsluftleiter	4,65	radial	23+	7,30 p.m.
2	*AB*, Fig. 1	4,5	„	0	7,50 p.m.
3	Bezugsluftleiter	4,65	„	24	8,30 p.m.
4	*AE*, Fig. 1	3,8	keine	19+	8,45 p.m.
5	Bezugsluftleiter	4,7	radial	37+	9,30 a.m. Während der Nacht heftiger Regen
6	*AB*, Fig. 1, bei *A* geerdet	1,8	„	4+	9,50 a.m.
7	Bezugsluftleiter	4,8	„	23+	10,30 a.m.
8	„	4,1	Wasserleitung	14+	10,45 a.m. Zweifelhafte Werte wegen der Resonanzbedingungen in Harvard

Ursprünglich hatte die Absicht bestanden, den Versuch 8 zu einem Vergleichsversuch an *AB* unter Verwendung des Wasserleitungssystems als Erde zu gestalten. Infolge eines Fehlers bei der Schaltungsanordnung und der Unmöglichkeit, den Versuch zu wiederholen, wurde dieser Vergleich aber fortgelassen. Es ist indessen im Zusammenhange hiermit zu bemerken, daß am 10. April die Station zu Harvard bei Benutzung der eben angedeuteten Anordnung von 1 QC in Eastham, Mass., gehört wurde.

In der vorstehenden Zusammenstellung sind mehrere Punkte zu erkennen, die besonderes Interesse bieten. Zunächst geht daraus hervor, daß das wagerechte System *AE* hinsichtlich seiner Strahlungsausbeute mit dem senkrechten Bezugsluftleiter vergleichbar ist; zum mindesten gilt dies für eine Richtung, die mit der Ebene des wage-

rechten Luftleiters mehr oder weniger in einer Linie liegt. Betrachtet man die Kosten für die Errichtung und die Instandhaltung eines großen vertikalen Systems wie des auf dem Cruft-Laboratorium befindlichen, so ist das Ergebnis dieses Vergleiches noch auffallender.

Ein zweiter Punkt, der Erwähnung verdient, ist das Ergebnis, das man erhält, wenn man ein System benutzt, das aus der an dem vom Koppelungsumformer abgekehrten Ende geerdeten Einheit *AB* und der radialen Erdleitung besteht. Die Schwingung dieses Systems gab zu einer gewissen Strahlung Anlaß; das geht aus der Hörbarkeit in Plymouth hervor, während doch dieses System nicht merklich strahlte, wenn das Ende nicht geerdet war (s. Versuch 4). Es besteht die Absicht, diesen Punkt eingehender zu untersuchen.

Geht man dazu über, die Strahlung zu erforschen, die ein niedriger horizontaler Luftleiter in anderen Richtungen als in der seiner eigenen Ebene aussendet, so findet man, daß die Ergebnisse wesentlich verschieden sind. Die nachstehend beschriebenen Versuche waren so angeordnet, daß sie Angaben über die eben genannte Seite der Frage liefern konnten.

Es wurden qualitative Versuche zwischen der Station zu Harvard unter Verwendung von *AE* als strahlendem System einerseits und einer gut ausgerüsteten Privatstation zu Worcester, Mass., angestellt. Die Station zu Worcester war nicht imstande, die Signale von Harvard zu hören.

Dank dem Entgegenkommen der Marinebehörden der Vereinigten Staaten führte ich eine Reihe von Versuchen zwischen der Station zu Harvard und der Marinestation der Vereinigten Staaten (NAF) in Narragansett Bay, Newport, R. I., aus. Diese Versuchsreihe wurde vom 13. bis einschließlich 19. Mai in der Zeit von 8,30 bis 8,45 a.m. angestellt. Ich stieß dabei auf viele Störungen, zumal an den beiden letzten Tagen, doch erwies es sich als möglich, mehrere recht befriedigende Versuche durchzuführen.

Bei Ausstrahlung einer Wellenlänge von 800 m seitens des Bezugsluftleiters zu Harvard ergab sich die Hörbarkeit in Newport zu 300 Ohm. Dagegen war die Station in Newport außer stande, die von der Station in Harvard kommenden Signale wahrzunehmen, wenn diese letztere Station eine Wellenlänge von 800 m von dem horizontalen System *AE* aussandte.

Unter der liebenswürdigen Mitarbeit des Herrn Prof. Watson konnte ich eine Reihe von Versuchen zwischen der Station zu Harvard und der Brown-Universität, Providence, R. I., in Angriff nehmen. Aus

Gründen, die wir nicht zu ermitteln vermocht haben, konnte in Providence weder die vom Bezugsluftleiter noch die von dem horizontalen Luftleiter ausgehende Strahlung wahrgenommen werden.

Es erhellt sonach, daß der niedrige horizontale Luftleiter in Richtungen, die mit seiner eigenen Ebene merkliche Winkel bilden, einen sehr geringen Strahlungswirkungsgrad hat. Im Zusammenhange hiermit ist indessen die Bemerkung von Interesse, daß dieses System auf auftreffende Strahlung aus solchen Richtungen, in denen es nicht ausstrahlt, anspricht. Beispielsweise konnte Arlington (NAA) zur Nachtzeit mit einer Hörbarkeit von 4 bis 5 wahrgenommen werden. Viele mit dem geerdeten Luftleiter zu Harvard angestellte Versuche haben indessen gezeigt, daß dieser in anderen Richtungen als in jener seiner eigenen Ebene als Empfangssystem verhältnismäßig unwirksam ist. Dies steht in Einklang mit den Ergebnissen, die Riner und ich bei früheren Versuchen erhalten haben. Nebenher dürfte die Bemerkung interessieren, daß Herr Riner im letzten Frühling bei Versuchen in Madison, Wis., imstande war, die Zeitsignale aus Arlington zu hören und die Wetterberichte abzulesen, wenn er einen geerdeten Luftleiter ähnlich dem in unserer letzten Arbeit beschriebenen benutzte. Wie mir Herr Riner mitteilt, wurden seine Drähte ungefähr 60 cm oberhalb der Erdbodenfläche gehalten, und es gelangte ein Kristalldetektor zur Anwendung.

Die im vorstehenden beschriebenen Versuche zu Harvard tragen mehr oder weniger einen vorläufigen Charakter. Wegen der örtlichen physikalischen und elektrischen Verhältnisse war es unmöglich, die bei einem Luftleiter von gegebener Länge zu verwendende günstigste Wellenlänge zu bestimmen. Es ist mehr als wahrscheinlich, daß sich ein wesentlich höherer Wirkungsgrad ergeben haben würde, wenn es möglich gewesen wäre, die Wellenlänge den elektrischen Dimensionen des strahlenden Systems anzupassen. Immerhin lehren die Versuche, daß ein niedriger horizontaler Luftleiter für gewisse Richtungen einen Wirkungsgrad der Strahlung haben kann, der mit jenem der üblichen senkrechten Systeme vergleichbar ist; ferner, daß die horizontale Form, wie zu erwarten ist, vermutlich eine ausgesprochen asymmetrische Strahlungskurve besitzt.

Gegenwärtig ist eine Reihe von Versuchen in Vorbereitung begriffen, durch die ich hoffe, die polare Strahlungskurve für ein innerhalb einiger weniger Zentimeter über dem Erdboden angeordnetes horizontales System zu bestimmen. Außerdem beabsichtige ich, die

günstigste Anordnung der einzelnen Teile eines derartigen Luftleiters bei dessen Verwendung als Strahlungssystem festzustellen.

Zum Schlusse möchte ich Herrn Professor G. W. Pierce von der Harvarduniversität für seine liebenswürdige und fördernde Hilfe bei der Ausführung der im vorstehenden beschriebenen Arbeit meinen Dank sagen.

Beloit College, 1. Januar 1916.

Zusammenfassung.

Es werden Versuche über die Strahlung seitens verschiedener Formen eines niedrigen horizontalen Luftleiters beschrieben. Bei einer Wellenlänge von 800 m wurde ein Löschfunkensystem von 500 Perioden mit 2 Kilowatt benutzt. Es wird der Einfluß der Erde untersucht. Es ergibt sich eine gerichtete Strahlung und außerdem noch das anscheinende Fehlen eines Reziprozitätsverhältnisses zwischen den Richtungen, in welchen das System nicht strahlt, und jenen, in denen es nicht empfängt.

(Eingesandt 18. Juli 1917.)

(Nach Proc. Inst. Radio Eng. 4, Nr. 5, S. 449—453, 1917 aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

Einige Versuche mit Erdantennen.

(A few experiments with ground antennas.)

Von **Leonard F. Fuller.**

Die Versuchsergebnisse, die ich hier mitteilen will, sind zu Beginn des Jahres 1912 gewonnen worden. Durch Aufsätze, die neuerdings in den Proceedings of The Institute of Radio Engineers erschienen sind, ist dieser Gegenstand wiederum auf die Tagesordnung gebracht worden, und so scheint es mir denn, daß eine Beschreibung dieser ziemlich unvollständigen Versuche insofern einiges Interesse bieten dürfte, als sie Polarkurven der empfangenen Stromstärke liefern, die mittels eines d'Arsonval-Galvanometers und eines Kristalldetektors aufgenommen worden sind.

Die Arbeit wurde bei Witterung jeglicher Art ausgeführt, und häufige Kontrollversuche haben ergeben, daß keinerlei Veränderungen aus dieser Ursache auftraten.

In topographischer Hinsicht war das Gelände rauh mit niedrigen Hügeln, und Sender wie Empfänger befanden sich etwa 800 Fuß (250 m) über dem Meeresspiegel.

Der Sender bestand aus einer nicht synchronen rotierenden Funkenstrecke, und die Funkenanordnung strahlte 4 Ampère in einer oben abgeflachten Antenne der üblichen Bauart bei einer Wellenlänge von 1000 m und einem hohen Dekrement aus.

Der Empfänger war 2100 Fuß (640 m) vom Sender entfernt angeordnet und mit einem Siliziumdetektor und einem Galvanometer zur quantitativen Messung neben der üblichen Empfangsausrüstung versehen. Bei den tatsächlichen Beobachtungen wurde der Detektor unmittelbar in den Antennenkreis eingeschaltet und keinerlei Koppelung angewandt. Hierdurch erhielt auch der Empfänger ein hohes Dekrement.

Leider waren Sender und Empfänger nur um wenig mehr als eine halbe Wellenlänge voneinander getrennt und auch die Dekremente durchweg hoch. Trotzdem wurden die Gesetze für das Arbeiten von Erdantennen durch die angestellten Beobachtungen recht gut erfüllt, und so glaube ich denn, daß die beobachteten Ergebnisse durch die genannten Versuchsbedingungen nicht ernstlich beeinträchtigt worden sind.

Die Erdantenne bestand aus zwei kupfernen Litzendrähten Nr. 16 der B. u. S.-Lehre[1]) mit Kupferumhüllung von je 264 Fuß (80,5 m) Länge, von der Mitte des Gebäudes aus gerechnet, in welchem die Empfangsanordnung untergebracht war.

Diese Drähte waren flach auf der Erde verlegt, und ihre entfernten Enden waren vom Boden isoliert.

Bei der ersten Versuchsreihe waren die Drähte einander diametral gegenüber, d. h. um 180° voneinander entfernt, verlegt und wurden um volle 180° gedreht. Abgelesen wurde ihre Winkelstellung sowie der Galvanometerausschlag, dessen Quadratwurzel der empfangenen Stromstärke proportional war.

Es wurden folgende Ablesungen gewonnen:

I. Versuchsreihe.

Winkel θ	Stromstärke I_R	Winkel θ	Stromstärke I_R
0°	4,84	105°	1,54
15°	4,57	120°	2,65
30°	4,39	135°	3,55
45°	3,55	150°	4,39
60°	2,65	165°	4,57
75°	1,54	180°	4,84
90°	1,14		

Drähte 180° voneinander entfernt und um 180° gedreht, Länge jeder Antenne 264 Fuß (80,5 m). Die äußeren Enden nicht geerdet.

1) Durchmesser des Drahtes Nr. 16 = 0,0508 Zoll = 0,129 mm.

Fig. 1 ist ein Polardiagramm dieser Daten und zeigt bilateralen Empfang. Man erhält eine richtige Cosinuskurve mit einem Maximum der empfangenen Stromstärke in dem Falle, daß die Antenne in der Ebene der ankommenden Welle lag.

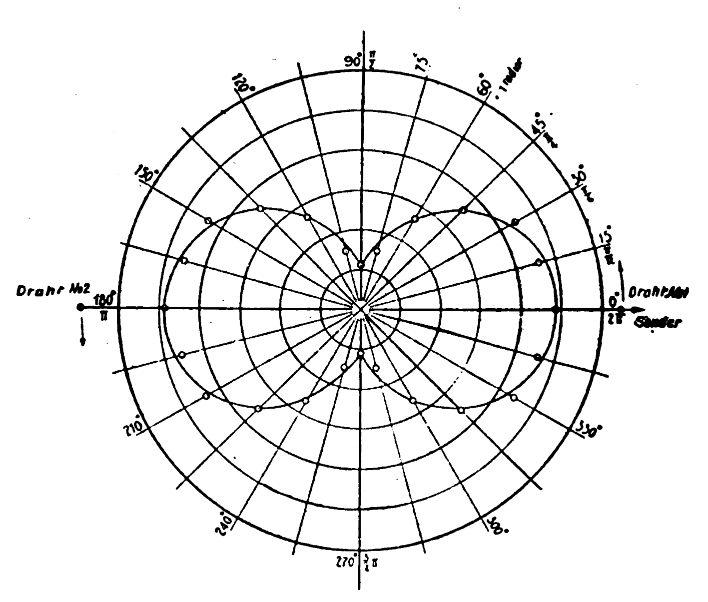


Fig. 1. I. Versuchsreihe. Drähte 180° voneinander entfernt.

Die Gleichung dieser Kurve ist:

$$I_R = K\,l \cos\theta,$$

wo I_R die empfangene Stromstärke,
l die Länge des einzelnen Drahtes,
θ der Winkel zwischen der ankommenden Welle und der Antenne
und K eine von den für I_R und l gewählten Einheiten abhängige Konstante ist.

Bei der zweiten Versuchsreihe waren die Antennen um 90° voneinander entfernt, und das resultierende System hatte die Gestalt eines „V" und wurde um 180° um die Spitze des „V" als Mittelpunkt gedreht.

Es wurden folgende Werte abgelesen:

II. Versuchsreihe.

Winkel θ	Stromstärke I_R	Winkel θ	Stromstärke I_R
0°	2,90	105°	2,49
15°	3,80	120°	1,15
30°	4,40	135°	0,00
45°	4,85	150°	1,15
60°	4,40	165°	2,49
75°	3,80	180°	2,90
90°	2,90		

Drähte 90° voneinander entfernt und um 180° gedreht,
Länge jeder Antenne 264 Fuß (80,5 m).
Die äußeren Enden nicht geerdet.
Bei 0° wies der eine Draht nach dem Sender hin,
der andere stand unter 90° dazu.

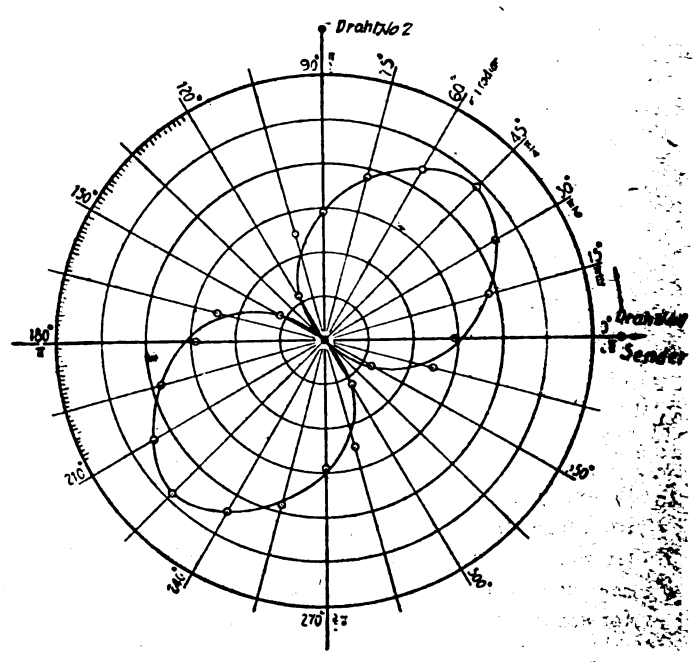


Fig. 2. II. Versuchsreihe. Dräthe 90° voneinander entfernt.

Fig. 2 ist ein Polardiagramm dieser Werte. Sie ist der Fig. 1 ziemlich ähnlich, aber um 45° gegen diese gedreht. Das Interessanteste an dieser Figur ist die Tatsache, daß die beiden Hälften der Erd-

antenne bei 135° und bei 315° so ausgezeichnet „streiken". Bei diesen Winkeln war kein Ausschlag des Galvanometers zu sehen.

Die Gleichung dieser Kurve ist:

$$I_R = Kl \cos\theta - Kl \cos(\theta - 90^\circ).$$

Bei der dritten Versuchsreihe wurde die eine Antenne in fester Lage belassen, so daß sie auf den Sender zu gerichtet war, und die andere Antenne wurde gedreht.

Die beobachteten Werte waren:

III. Versuchsreihe.

Winkel θ	Stromstärke I_R	Winkel θ	Stromstärke I_R
0°	0,00	105°	3,05
15°	0,00	120°	3,47
30°	0,00	135°	3,61
45°	0,00	150°	3,74
60°	0,63	165°	3,96
75°	1,66	180°	3,94
90°	2,53		

Ein Draht feststehend. Der andere gedreht.
Länge jedes Drahtes 264 Fuß (80,5 m). Die äußeren Enden nicht geerdet.

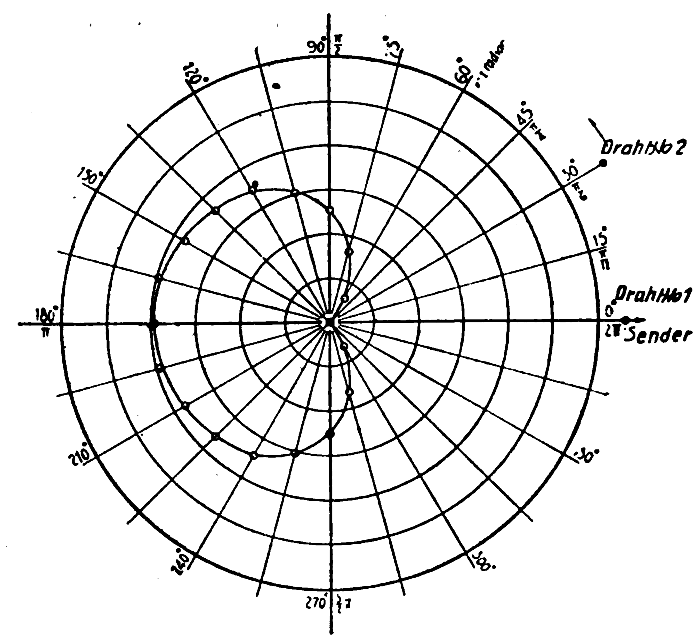


Fig. 3. III. Versuchsreihe. Ein Draht feststehend, der andere gedreht.

Fig. 3 gibt das Polardiagramm, das die Gestalt einer Kardioide hat. Sie ist den Kurven ähnlich, die man unter gewissen Bedingungen nach dem Verfahren von Bellini-Tosini erhalten kann.

Die Gleichung dieser Kurve ist näherungsweise

$$I_R = K l (1 - \cos \theta).$$

Bei der vierten Versuchsreihe wurde nur ein Draht verwendet. Der andere Draht wurde durch eine Erdverbindung ersetzt. Auf diese Weise wurde eine Marconische Richtantenne mit im Verhältnis zur Höhe äußerst großer Länge erhalten.

Die in Fig. 4 dargestellte Charakteristik hat die bei Antennen dieser Art gewöhnliche Gestalt, wenngleich die Stromstärke

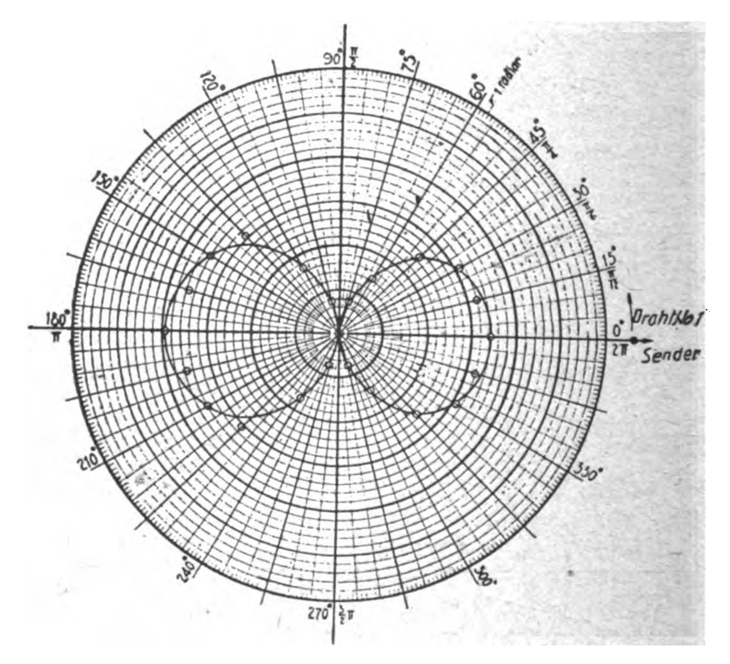


Fig. 4. IV. Versuchsreihe. Ein einziger Draht. Ein Ende durch den Empfänger geerdet, das andere gedreht.

Null für den empfangenen Strom bei 90° und bei 180° ein extremer Fall der gewöhnlichen Stromabnahme an diesen Punkten ist, wie sie sich bei den praktischen Formen von Richtantennen dieser Bauart findet.

Die beobachteten Werte waren:

IV. Versuchsreihe.

Winkel θ	Stromstärke I_R	Winkel θ	Stromstärke I_R
0°	3,4	105°	0,78
15°	3,2	120°	1,70
30°	3,1	135°	3,07
45°	2,49	150°	3,40
60°	1,45	165°	3,55
75°	0,78	180°	3,94
90°	0,00		

Ein einziger Draht. Ein Ende durch den Empfänger geerdet. Das andere Ende gedreht.
Länge 264 Fuß (80,5 m).

Die fünfte Versuchsreihe umfaßt die Beobachtung des Einflusses der Drahtlänge auf die empfangene Stromstärke. Diese Stromstärke ergab sich innerhalb der Beobachtungsgrenzen als direkt proportional der Drahtlänge.

Ich lasse jetzt die beobachteten Werte folgen.

V. Versuchsreihe.

Länge l	Stromstärke I_R	Länge l	Stromstärke I_R
56	0,95	206	4,11
106	1,93	264	4,85
156	3,12		

Länge (l) = Länge jedes Drahtes in Fuß.
Die äußeren Enden ungeerdet.

Die sechste Versuchsreihe war eine kurze Vergleichung zwischen Erdantennen und senkrechten Antennen. Für die ersteren gelten die Werte der fünften Versuchsreihe. Die senkrechte Antenne bestand aus einer Harfe von vier senkrechten je 42 Fuß (13,8 m) langen Drähten mit einem mittleren Abstande von rund 10 Zoll (25,4 cm). Diese Drähte konnten nach Belieben ein- und ausgeschaltet werden.

Die beobachteten Werte folgen hier:

VI. Versuchsreihe.

Vertikale Antenne Zahl der Drähte n	Vertikale Antenne Stromstärke I_R	Vertikale Antenne Zahl der Drähte n	Vertikale Antenne Stromstärke I_R
1	1,78	3	4,12
2	3,10	4	5,15

Diese Werte sind mit jenen der fünften Versuchsreihe zu der Fig. 5 vereinigt. Hier wird die Länge l jeder Hälfte der Erdantenne mit der äquivalenten Zahl n 42 Fuß (13,8 m) langer senkrechter Antennendrähte verglichen, die für dieselbe Empfangsstromstärke benötigt werden.

Atmosphärische Störungen waren heftig und wirkten auf die Erdantennen und die vertikalen Antennen ziemlich gleich stark.

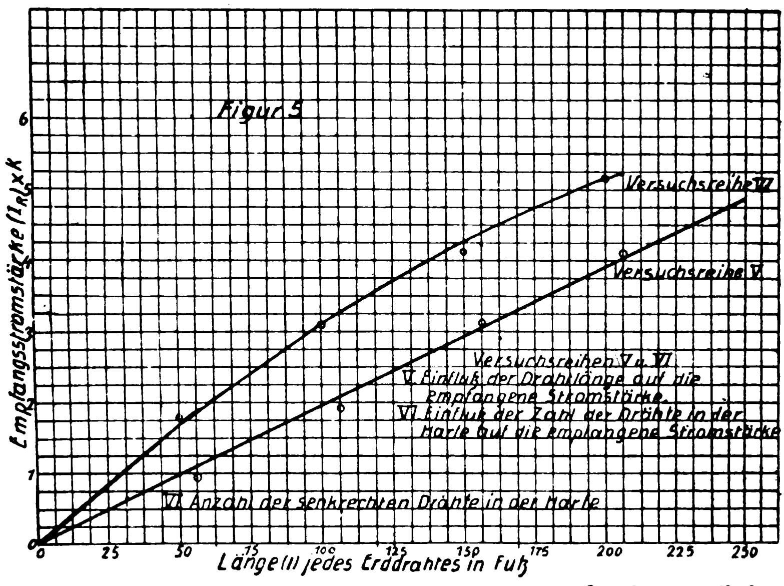


Fig. 5. V. Versuchsreihe. Vergleichung einer 42 Fuß hohen vertikalen Harfenantenne mit einer Erdantenne von veränderlicher Länge.

Zu der Zeit, da diese Versuche ausgeführt wurden, standen weder Starkstromanlagen für kontinuierliche Wellen noch Verstärkungsröhren-Empfänger zu Gebote. Es war daher mit den sehr kleinen verwendeten Antennen kein Empfang auf lange Strecken möglich, wie er heute üblich ist.

Zusammenfassung.

Es werden die Kurven für die polare Energieverteilung bei verschieden konstruierten niedrigen Antennen für einen Abstand vom Sender mitgeteilt, der wenig geringer ist als die Wellenlänge. Die Messungen wurden mit einem Siliziumdetektor und einem Galvanometer angestellt. Es wurde der Einfluß der Drahtlänge des Empfängers untersucht und ein Vergleich zwischen vertikalen und Erdantennen gezogen.

(Eingegangen 18. Juli 1917.)

(Nach Proc. Inst. Radio Eng. 4 (Nr. 5), S. 455—462, 1917 aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

Fritz Erhardt, Die reversible magnetische Permeabilität bei hohen Frequenzen (Ann. Phys. **54**, 41—60, 1917).

Die Arbeit kommt zu folgenden Resultaten: 1. Die dargelegten Messungen ergaben innerhalb der Meßfehler die Unabhängigkeit der reversiblen Permeabilität von der Frequenz bis zu rund 10^6 Perioden/Sek. 2. Dieses Ergeb is wurde dazu benutzt, eine untere Grenze für die Eigenschwingungen der Molekularmagnete zu bestimmen, welche sich zu $\nu > 1{,}15 \cdot 10^8$ ergab, während sie sich molekulartheoretisch zu $\nu > 1{,}97 \cdot 10^{10}$ berechnete. Bei Wechselzahlen dieser Größenordnung ist eine Abnahme der reversiblen Permeabilität zu erwarten. Eine solche Abnahme fand Arkadiew (Phys. Ztschr. **14**, 561, 1913), wo aus der Gestalt der Kurven die Eigenfrequenz zu $\nu = 1{,}6 \cdot 10^{10}$ berechnet wird, entsprechend einer Wellenlänge von 5,9 cm, also in guter Übereinstimmung mit obiger molekularer Berechnung) bei Messungen mit sehr kurzen elektrischen Wellen. Bei Wellenlängen zwischen 70 und 1 cm stellte er eine Abnahme der Permeabilität von ca. 90 bis fast auf 1 fest. 3. Schließlich ergab die vorliegende Untersuchung noch die auf p. 50 besprochene Abweichung der hier gefundenen Kurven der reversiblen Permeabilität von den Kurven, die Gans gemessen hat.

E. Rückert, Brechung und Absorption des Wassers für meterlange elektrische Wellen (Ann. Phys. **55**, 151—176, 1918).

Die Arbeit gibt folgende Resultate: 1. Es ist eine Methode ausgearbeitet worden, um mit Hilfe eines Paralleldrahtsystems mit Plattenbrücken nicht nur den Brechungsexponenten, sondern auch den Absorptionsindex einer Flüssigkeit für lange Wellen zu ermitteln. 2. Der Brechungsexponent des Wassers bei 17° C. hat in dem Wellenlängenbereich $\lambda = 250$ cm bis 57 cm den innerhalb der Fehlergrenze konstanten Wert: $\underline{n_{17} = 8{,}964}$. Dieser vom Verfasser gefundene Wert schließt sich nicht an die Rukopschen Messungen an, welche bei $\lambda_0 = 60$ cm mit Werten über 9,0 beginnen. Möglicherweise hängt dieser Unterschied damit zusammen, daß bei Rukop die Paralleldrähte, ehe sie in das Wasser gelangten, eine dünne Zwischenwand aus Ebonit passieren mußten, während sie beim Verfasser direkt aus Luft in Wasser übertraten. 3. Unterhalb $\lambda_0 = 200$ cm beginnt ein Gebiet von Eigenabsorption des reinen Wassers sich zu zeigen. Die Absorption steigt mit kürzer werdender Wellenlänge schließlich beträchtlich an. 4. Die Ergebnisse der Untersuchung führen zu den Fragen, ob das von Rukop gefundene Gebiet anormaler Dispersion zwischen 54

und 48 cm wirklich dem Wasser zugehört, und ob die vom Verfasser gefundene Absorption des Wassers für lange Wellen damit in Zusammenhang steht.

Curt Samson, Über ein Braunsches Rohr mit Glühkathode und einige Anwendungen desselben (Ann. Phys. **55**, 608—632, 1918).

Verfasser gibt folgende Zusammenfassung der Resultate: Im ersten Teil wird der Bau einer neuen Braunschen Röhre mit Glühkathode beschrieben. Einige Tabellen geben Übersicht über die Eigenschaften des Rohres im Betriebe. Im zweiten Teil wird eine Methode zur Messung beliebig hoher Wechselspannungen entwickelt. Um ihre praktische Durchführbarkeit zu erproben, werden die Einsatzpotentiale der von einem Induktor erzeugten Funken zwischen verschiedenartigen Elektroden gemessen. Ein dritter Teil enthält Untersuchungen über den Verlauf von Spannung und Stromstärke beim Coolidge-Rohr.

E.

(Eingesandt 2. August 1918.)

Ulfilas Meyer, Zur Theorie der dielektrischen Nachwirkung. Verh. D. Phys. Ges. **19**, 139, 1917.

Maxwell hat zuerst gezeigt, daß man die eigentümlichen Erscheinungen der dielektrischen Nachwirkung auf bekannte Erscheinungen zurückführen kann, wenn man Inhomogenitäten in der Struktur des Dielektrikums annimmt. Viele Tatsachen sprechen für die Richtigkeit der Maxwellschen Erklärung, eine strenge Prüfung derselben ist jedoch nicht möglich, da eine allgemeine Fassung der Theorie auf mathematische Schwierigkeiten stößt. Daher ist es erwünscht, weitere Tatsachen aufzufinden, aus denen eine Übereinstimmung zwischen Theorie und Beobachtung folgt; das versucht die vorliegende Arbeit auf folgendem Wege. Die einfache Maxwellsche Theorie gibt zwar die Abhängigkeit des Rückstandsstromes von der Zeit und des Verlustwinkels von der Frequenz nicht richtig wieder, es läßt sich aber annehmen, daß durch die notwendigen Verallgemeinerungen der Zusammenhang zwischen den in der Theorie auftretenden Konstanten nur wenig verändert wird, so daß es möglich ist diesen Zusammenhang mit Hilfe der Beobachtungen und der einfachen Theorie zu prüfen. Es zeigt sich dabei, daß die beobachteten Zeitkonstanten zu Werten der reinen Leitfähigkeiten führen, die mit den anderweitig gefundenen Werten sehr gut vereinbar sind. Es zeigt sich weiter, daß Rück-

standsstrom und Verlustwinkel bei Wechselstrom zwar qualitativ dieselbe Ursache haben, quantitativ jedoch verschiedene Ursachen. Im ersteren Fall ist das Vorhandensein zweier Stoffe mit sehr geringer Leitfähigkeit erforderlich im zweiten Fall muß außerdem noch ein Stoff mit verhältnismäßig größerer Leitfähigkeit vorhanden sein. In der Arbeit wird die Vermutung ausgesprochen, daß dieser letztere Stoff in den meisten Fällen Wasser ist; die sich dann ergebenden Folgerungen für den Einfluß zunehmender Feuchtigkeit werden im allgemeinen durch die Beobachtungen bestätigt, eine genaue Übereinstimmung ist bei Zugrundelegung der einfachen Maxwellschen Theorie nicht zu erwarten. Dr. Ulfilas Meyer.

(Eingesandt 15. Oktober 1917.)

Adresse des Autors: Dr. Ulfilas Meyer, Berlin-Lichterfelde, Hobrechtstraße 18.

Robert Jaeger, Die Dielektrizitätskonstante fester Körper bei verschiedenen Wellenlängen. Annalen der Physik, IV. Folge, **53**, 409, 1917. (Auszug aus der Berliner Dissertation.)

Die Literatur über die Dielektrizitätskonstanten fester Körper ist recht spärlich und zeigt mancherlei Widersprüche. Vielfach wird eine Änderung der Dielektrizitätskonstanten mit der Wellenlänge im Gebiete Hertzscher Wellen und darüber hinaus bis zu Unterbrechungen von einigen Zehntelsekunden behauptet. Diese Angaben stehen im Widerspruch mit neueren Arbeiten von Herrn Rubens wie auch mit der Debeyeschen Theorie der Dispersion, nach deren Anschauung sich die Moleküle als elektrische Dipole mit ihren Achsen in Richtung der Kraftlinien zu stellen suchen und so den Haupteinfluß auf die Änderung der Dielektrizitätskonstanten ausüben. Die Theorie gilt nur für Flüssigkeiten, während sie bei Körpern, deren innere Reibung im Verhältnis zu derjenigen der Flüssigkeiten unendlich groß ist, keine Dispersion zuläßt. Um die Frage weiter zu klären, wurde vom Verfasser im Anschluß an die Arbeiten von Herrn Rubens eine größere Anzahl von Gläsern und Kristallen innerhalb eines Spektralbereichs von $\lambda = 10$ m bis $\lambda = 10^6$ m auf ihre Dielektrizitätskonstante hin untersucht.

Bei den Messungen kamen zwei verschiedene Methoden zur Anwendung. Einmal wurde die Kapazität der plattenförmigen Dielektriken zwischen kreisförmigen Stanniolbelegungen gemessen, wobei sich die Leerkapazität nach der Kirchhoffschen Formel berechnete. Diese Formel wurde an Kreisplattenkondensatoren von verschiedener Größe einer experimentellen Prüfung unterzogen. Unter Berücksichtigung der

Erdkapazität ergab sich eine gute Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Rechnung. Außerdem diente die Plattenverschiebungsmethode zur direkten Ermittlung der Dielektrizitätskonstanten. Diese Methode beruht darauf, daß die Kapazitätsänderung eines Luftplattenkondensators beim Einführen eines Dielektrikums durch eine Verschiebung kompensiert wird, aus der sich die Dielektrizitätskonstante berechnen läßt.

Die Messungen wurden ausgeführt

I. durch Kapazitätsmessung

1. nach der Maxwellschen Methode, die mit einem rotierenden Unterbrecher in der Brücke arbeitet ($\nu = 166$ bzw. $= 250$);
2. im Thomsonschen Schwingungskreis mit Poulsenlampe ($\nu = 10^5$) und Löschfunken ($\nu = 10^6$);
3. in der Lecherschen Anordnung ($\nu = 10^7$);

II. mit der Plattenverschiebungsmethode

1. im Thomsonschen Schwingungskreis ($\nu = 10^5$);
2. im Lecherkreis ($\nu = 3 \cdot 10^7$).

Das Ergebnis der Arbeit läßt sich dahin zusammenfassen, daß die zur Verfügung stehenden Substanzen in dem erwähnten Spektralbereich innerhalb der Versuchsfehler keine Dispersion zeigten. Dieser Befund steht in gutem Einklang mit den Folgerungen der Debeyeschen Theorie der molekularen Dipole. Es ist zu bemerken, daß die Gläser bei den längsten der verwendeten Wellen durch Wasserhäute leicht eine Erhöhung der Dielektrizitätskonstante vortäuschen und somit den Anschein einer anomalen Dispersion geben. Durch besondere Vorsichtsmaßregeln muß man sich von diesem Fehler freimachen. Die gefundenen Werte ergaben außerdem eine gute Bestätigung der Maxwellschen Relation zwischen Dielektrizitätskonstanten und Brechungsquotient. Sie konnten mit den von Herrn Rubens auf optischem Wege für $300\,\mu$ langwelliger Quecksilberdampfstrahlung gefundenen Reflexionsvermögen verglichen werden nach der Fresnelschen Formel

$$D = \left(\frac{10 + \sqrt{R}}{10 - \sqrt{R}}\right)^2$$

wo D die Dielektrizitätskonstanten und R das Reflexionsvermögen in Prozenten der auffallenden Strahlung bedeuten. Abweichungen ergaben sich nur bei AgBr und TlBr, die beide jedoch langwellige Reststrahlengebiete besitzen. Es sei noch hingewiesen auf eine neuere Arbeit von

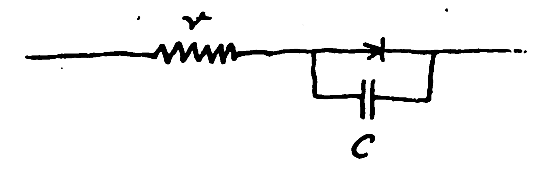
Herrn Rubens, in der für einige der hier untersuchten Materialien die Messung bei $\lambda = 5,7$ cm durchgeführt ist und zu denselben Ergebnissen führt. Daß die untersuchten Substanzen keine Abhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten von der Frequenz zeigen, ist insofern von praktischer Bedeutung als in der Technik Plattenkondensatoren mit festen Dielektriken Verwendung finden. R. J.

(Eingesandt 9. März 1918.)

Adresse des Autors: Dr. Robert Jaeger, Berlin-Friedenau, Lauterstr. 38.

Günther Schulze und **R. Lindemann**, Über den Einfluß der elektrostatischen Kapazität und der Mindestspannung der elektrolytischen Ventile auf ihr Verhalten gegen Wechselstrom. (Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.) Physikalische Zeitschrift XV, 259, 1914.

Die Verfasser behandeln die von Zenneck beobachtete Abnahme der Gleichrichterwirkung eines elektrolytischen Aluminiumventils mit zunehmender Frequenz des Wechselstromes. G. Schulze ist in früheren Arbeiten auf Grund eingehender Versuche zu der Anschauung gelangt, daß die Ventilwirkung auf Elektronenvorgängen in einer dünnen Gashaut beruht, welche sich bei der Formierung auf der Oberfläche des Ventilmetalls bildet; danach muß die Undurchlässigkeit der Ventile in



Ersatzschema einer Elektrolyt-Gleichrichterzelle.

der Sperrichtung von der Frequenz des Wechselstromes unabhängig sein. Ventilmetall und Elektrolyt, durch die dünne Gashaut isoliert, bilden aber einen Kondensator von beträchtlicher Kapazität (65 Mikrofarad für 1 qdcm Fläche bei einer mit 100 Volt formierten Aluminiumelektrode). Die Gashaut ist nicht nur in der „Sperrichtung“ nahezu undurchlässig, sondern zunächst auch in der „Flußrichtung“ bis die „Mindestspannung“ überschritten wird, welche wesentlich von dem Kation des Elektrolyten abhängig ist. Bei Steigerung der Stromstärke bleibt der Spannungsabfall an der wirksamen Schicht nahezu unverändert gleich der Mindestspannung, die Gesamtspannung der Zelle ist die Summe der Mindestspannung und des Spannungsabfalls an dem Widerstand des Elektrolyten. Auch bei dem Quecksilbergleichrichter

ist eine solche Mindestspannung in der Flußrichtung vorhanden. Man kann daher ein elektrolytisches Ventil sich gemäß der Figur ersetzt denken durch einen Quecksilbergleichrichter, dem die Kapazität C parallel und der Elektrolytwiderstand r vorgeschaltet ist. Strom- und Spannungskurven wurden an einem elektrolytischen Ventil und an einem nach der Figur mit passend gewählten Größen geschalteten Quecksilbergleichrichter aufgenommen, die Oszillogramme gleichen sich fast vollkommen. Die Kapazität C und die Mindestspannung v_0 wirken nun in folgender Weise auf das Verhältnis des gleichgerichteten Stromes i_g zu dem Wechselstrom i_f: Während der Undurchlässigkeit des Ventils fließt in der Sperr- und in der Flußrichtung ein beträchtlicher Strom durch die große Kapazität C, und erzeugt einen starken Spannungsabfall an dem Widerstand r, der Augenblickswert der Spannung an dem Ventil ist demgemäß erheblich kleiner als der der Betriebsspannung, an dem Ventil wird daher in der Flußrichtung die Mindestspannung v_0 erst bei einem sehr viel höheren Augenblickswert der Betriebsspannung erreicht, als wenn die Kapazität nicht vorhanden wäre; die Dauer der Durchlässigkeit wird dadurch verkürzt, das Verhältnis $\frac{i_g}{i_f}$ fällt kleiner aus; i_g wird 0, wenn der Spannungsverlust in r so groß ist, daß an dem Ventil die Mindestspannung nicht mehr erreicht wird. Der Grenzwert r_0, bei dem i_g verschwindet, berechnet sich zu:

$$r_0 = \frac{\sqrt{\frac{E^2}{v_0^2} - 1}}{\omega C}$$

worin E die Betriebsspannung und ω die Kreisfrequenz ist.

Für ein Aluminiumventil von 1 qdcm wirksame Oberfläche ($C = 65\,\mu F$) bei einer in gesättigter Boraxlösung ($v_0 = 7\,V$) bei einer Betriebsspannung von 71 V eff. (Scheitelspannung 100 V) ist der Grenzwert r_0 als Funktion der Kreisfrequenz ω berechnet:

per/s.	r_0	i_f
50	703	0,1 A.
500	70,3	10 A
5 000	7,03	100 A
50 000	0,703	1000 A
500 000	0,0703	10 000 A

Da es nicht gelingen dürfte, den Elektrolytwiderstand unter den obigen Bedingungen unter 0,7 Ohm herabzudrücken, so würde eine

solche Zelle, ohne äußeren Widerstand an eine Betriebsspannung von 71 eff. *V* angelegt, bei 50 000 per/s keine Spur einer Gleichrichterwirkung zeigen. Da die zulässige Belastung einer gut gekühlten Aluminiumelektrode von 1 qdcm Oberfläche etwa zu 10 *A* anzunehmen ist, so muß man eine solche Zelle schon erheblich überanstrengen, wenn man bei 5000 per/s eine Gleichrichterwirkung erzielen will, wie es Zenneck ja auch gefunden hat.

Die Verfasser entwickeln die genaue Theorie der Elektrolytzelle an Hand des erwähnten Ersatzschemas, die Formeln hier wiederzugeben ist wegen ihrer Länge nicht angängig. Die Richtigkeit der Theorie wird durch Oszillographenaufnahmen an einem Quecksilbergleichrichter mit parallel geschalteter Kapazität und vorgeschaltetem Widerstand sowie durch Messungen an Elektrolytzellen bewiesen. Schg.

(Eingesandt 27. März 1918.)

Adresse des Referenten: Dr. H. Schering, Berlin-Charlottenburg, Osnabrückerstraße 17.

Mitteilungen aus der Praxis.

Vier Jahre Verteidigungskampf in Deutsch-Ostafrika.

Von Geh. Baurat **Brandes**,
Referent für das Bauwesen beim Gouverneur von Deutsch-Ostafrika.[1])

II.

Das Nachrichten- und Verkehrswesen.

Kommen wir nun zu den in Deutsch-Ostafrika selbst, und zwar hinter der Front vollbrachten Leistungen, so muß zunächst eines Umstandes gedacht werden, dessen große Bedeutung bislang nicht allgemein bekannt und genügend gewürdigt worden ist.

Wie ja wohl nicht unbekannt sein dürfte, hatten wir bis zur Zeit des Kriegsausbruchs als einzige Nachrichtenübermittelung zwischen Deutsch-Ostafrika und Deutschland außer der mehrere Wochen dauernden Briefpostverbindung das in englischen Händen befindliche Überseekabel über Zanzibar. Es war also damit zu rechnen, daß Deutsch-Ostafrika bei kriegerischen Verwicklungen Deutschlands in Europa, insbesondere aber mit England, von diesen Ereignissen entweder überhaupt keine Nachricht, oder doch nur in englischer Färbung gehaltene

---

1) Nach „Hamburger Nachrichten" vom 24. Oktober 1918.

bekommen würde. Nun ergab sich aber, und zwar zur größten Überraschung von uns Ostafrikanern wie auch unserer Feinde, daß in diesen Nachrichtenverhältnissen eine Änderung eingetreten war. Es war bekanntlich bereits einige Jahre vor Kriegsausbruch für Deutsch-Ostafrika der Anschluß an den Weltverkehr durch Einrichtung von Funkenanlagen geplant. Bei Kriegsausbruch waren von diesen Anlagen aber erst die Stationen in Daressalam und am Viktoriasee fertig. Beide Stationen waren nur mit geringerer Reichweite, lediglich für den Dienst im Schutzgebiet und den Verkehr mit der Schiffahrt bestimmt. Die Großstation, deren Errichtung in Tabora geplant war und die erst den Anschluß an den Weltverkehr, insbesondere auch an unsere Funkengroßstationen in Togo und Südwest bringen sollte, war leider erst so weit vorbereitet, daß Ingenieure und Baumaterial bei Kriegsausbruch gerade nach Deutsch-Ostafrika geschickt werden sollten und daher das Schutzgebiet nicht mehr erreichten. Nachdem nun unsere letzten von Europa kommenden Dampfer die Post noch von Anfang Juli gebracht hatten und wir so wenigstens über die den Kriegserklärungen vorhergehende bewegte Zeit unterrichtet waren, hätten wir ohne jede weitere Nachricht von Deutschland gesessen, wenn nicht unsere Funkenanlagen in ganz unerwarteter Weise an Stelle des gänzlich verstummten englischen Kabels sich gemeldet hätten. Gegen alle Erwartung fing unsere kleine Funkenanlage in Daressalam die von Deutschland in die Welt gefunkten und von Togo weitergegebenen Kriegswarnungen auf. Ganz besonders wichtig war diese Benachrichtigung für unseren im Hafen von Daressalam liegenden Kreuzer Königsberg, der nur auf diese Weise rechtzeitig gewarnt wurde, gefechtsklar machen und aus dem Hafen zu weiterer erfolgreicher Tätigkeit in See gehen konnte.

Somit waren wir also, was das Nachrichtenwesen anbelangt, doch nicht so von aller Welt abgeschnitten. Wenn nun einerseits diese unerwartete Leistung unserer Funkenanlage Deutsch-Ostafrika zunächst vor einem überraschenden englischen Angriff geschützt hatte, so galt es auch andererseits im weiteren Verlauf des Krieges die Hörverbindung mit Deutschland, wenn irgend möglich, aufrechtzuerhalten und den Funkendienst für die Truppe im Lande selbst mit allen Kräften weiter auszubauen. Dies gelang auch der Postverwaltung, insbesondere dem mit dem Funkendienst betrauten Personale, das sich seiner Aufgabe mit rastlosem Eifer hingab, in glänzender Weise. Bekanntlich mußte bereits in den ersten Tagen nach der englischen Kriegserklärung der Turm unserer kleinen Daressalamer Funkenstation,

die eine so viel größere Leistungsfähigkeit, als ihr eigentlich von vornherein zugedacht war, bewiesen und sich also gewissermaßen auch auf Kriegsleistung eingestellt hatte, gesprengt werden. In kurzer Zeit war es aber gelungen, auch ohne den Turm auszukommen und die Funkenanlage zu einer neuen Aufnahmestation umzugestalten, mit der es ebenfalls ermöglicht wurde, fast ganz regelmäßig die von der Großstation Kamina in Togo weitergegebenen Funkennachrichten zu hören. Es wurde sogar, nachdem auch Kamina bei der Besetzung Togos vernichtet worden war, Nauen selbst gehört. Trotzdem wir also keine Großstation besaßen, war mit unseren vorhandenen kleinen Mitteln die Verbindung über rund 6000 Kilometer Entfernung mit dem Vaterlande hergestellt! Selbstverständlich nur einseitige Verbindung, denn wir konnten nur hören; Nachrichten geben konnten wir nicht, d. h., nicht über die Reichweite unserer bestehenden Gebeeinrichtungen.

Als Ersatz für den vernichteten Daressalamer Turm wurde in Tabora in Verbindung mit den dortigen Eisenbahnwerkstätten eine Gebestation für den Schutzgebietsverkehr mit der Station am Viktoria-See und den bei der Schutztruppe an verschiedenen Orten bereits eingerichteten Aufnahmestationen hergestellt. Außerdem wurde in Tabora, als der Sitz des Gouvernements von Daressalam dorthin verlegt worden war, eine Aufnahmestation, wie vorher in Daressalam, ausgebaut, die dann auch ebenso ausgezeichnet arbeitete, so daß auch in Tabora die von Nauen ausgesandten Funkenmeldungen gehört wurden. Mit Hilfe des vor den im Hafen von Daressalam liegenden Dampfern der Deutsch-Ostafrika-Linie abgebauten Materials wurden noch an verschiedenen anderen Orten des Schutzgebietes, so vor allem auch in Kigoma am Tanganjika-See, Funkenaufnahmestationen erbaut, die ebenfalls gut arbeiteten. Wenn wir nun einerseits nur unter großen Mühen mit Nauen in Verbindung standen, so fingen wir andererseits mühelos den Nachrichtenverkehr unserer Feinde auf.

(Eingesandt 28. Oktober 1918.)

Neue Radio-Großstation in Holland.

Die Herstellung einer drahtlosen Verbindung zwischen Holland und seinen Ostindischen Kolonien hat die Öffentlichkeit in Holland während des Krieges außerordentlich stark beschäftigt. Ein heftiger Meinungsaustausch wurde in der Presse des Landes ausgefochten, und die Holländische Regierung, die die Wichtigkeit dieser radiotelegra-

phischen Verbindung anerkannte, entschloß sich denn auch zu ihrer Herstellung.

Im Frühjahr 1918 begannen Verhandlungen über die Lieferung einer in Holland zu errichtenden Station. Eine Kommission der holländischen Post- und Telegraphenverwaltung, nämlich die Herren Telegraphen-Ingenieure J. de Braun und Voelter, verhandelten mit der „Telefunken-Gesellschaft" über ein einzureichendes Angebot. Darüber gingen mehrere Monate ins Land, bis der Ministerrat beschloß, mit „Telefunken" endgültig über eine Erteilung des Auftrages zu verhandeln.

Inzwischen hatte eine Kommission der holländischen Regierung ein Gelände in der Kotwijk-Heide, das Staatseigentum war, als geeignet für die Aufstellung der Großstations-Sendeanlage ausgesucht. Die Begutachtung dieses Geländes, die in günstigem Sinne erfolgte, und die Auswahl eines Geländes für eine besondere Empfangsanlage, die dem Duplexverkehr dienen soll, fand im Monat September ds. Js. durch den Vertreter der „Telefunken-Gesellschaft" — Oberingenieur Quäck — statt. Auch die Vertragsverhandlungen wurden nunmehr zum Abschluß gebracht, so daß nach Unterzeichnung des Vertrages seitens der bevollmächtigten Vertreter der Telefunken-Gesellschaft durch Direktor Bredow und Oberingenieur Quäck der Vertrag schließlich am 23./26. September 1918 durch die Unterschrift des Ministers van Waterstaat, dem das Post- und Telegraphenwesen unterstellt ist, rechtsgültig wurde.

Der Lieferungsumfang erstreckt sich auf eine Sende- und Empfangsstation und auf eine besondere Empfangsstation für Duplexbetrieb. Die elektrische Kraft wird vorläufig von einer Überlandzentrale (Nijmwegen) entnommen, wozu eine rund 30 km lange Freileitung gebaut werden muß. Wahrscheinlich wird hierbei Drehstrom von 100 000 Volt in Anwendung kommen. Später beabsichtigt die Holländische Verwaltung eine eigene Kraftzentrale mit Turbinenantrieb herzustellen. Die Sendeanlage wird, wie bereits erwähnt, auf der Kotwijk-Heide in der Nähe von Assel, Strecke Apeldoorn-Amersfoort, errichtet, während die Empfangsanlage für Duplexbetrieb in der 60 km entfernten Sambeckschen Heide zur Aufstellung gelangt.

Der Primär-Kraftbedarf der Sendeanlage beläuft sich auf rund 1000 PS. Die Antenne wird durch 6 Türme von 210 m Höhe getragen und besitzt eine Kapazität von rund 30 000 cm. Als Sendeeinrichtung kommt eine Hochfrequenzmaschinenanlage der Type Telefunken zur Ausführung, wie sie auch in Nauen Anwendung gefunden

hat. Die Antennenleistung wird 400 kW und mehr erreichen. Die gesamte Einrichtung, auch die Empfangseinrichtung, wird mit den neuesten Mitteln ausgestattet. Die Errichtung der ganzen Anlage erfolgt unter der Leitung des inzwischen neu gegründeten „Büreels Radiotelegrafie“ im Haag, dessen Chef Herr Telegrapheningenieur Voelter geworden ist. Die Telefunken-Gesellschaft stellt geeignetes Personal für die Errichtung zur Verfügung. Die Gebäude, Fundamente, Netzanschlüsse werden von der Holländischen Verwaltung hergestellt.

Ein scharfer Wettkampf mit englischer und amerikanischer Konkurrenz und auch mit Kräften im Lande, die eine Auftragserteilung an die Telefunken-Gesellschaft aus nationalen Gründen zu hintertreiben suchten, hat zum völligen Siege der deutschen Industrie geführt; die Entscheidung der Holländischen Regierung aber wird dem Lande zu großem Segen gereichen. E.

(Eingesandt 1. November 1918.)

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Edwin H. Colpits in East Orange, New Jersey V. St. A., beschreibt in den amerikanischen Patentschriften 1 198 699 und 1 198 700 Schaltungsanordnungen zum Tasten der Morsezeichen bei Sendern mit Kathodenstrahlröhren als Schwingungsgeneratoren. Er bezweckt mit beiden Anordnungen den Energieverbrauch auf einen möglichst kleinen Betrag zu vermindern und erreicht dies dadurch, daß bei seinen Anordnungen der Anodenstrom des Kathodenröhren-Schwingungsgenerators nur zu den Zeiten fließt, während welcher der Morsetaster niedergedrückt ist. Diese Wirkung könnte man zwar einfach dadurch erreichen, indem man den Anodenkreis des Röhrengenerators durch die Morsetaste schließt und öffnet, indessen würde dieser Weg das Öffnen eines Stromkreises erfordern, in dem ein starker Strom von hoher Spannung fließt, was zu Schwierigkeiten Anlaß geben würde. Colpits will daher dieselbe Wirkung auf bessere Weise dadurch erreichen, daß die Spannung der Batterie im Eingangs- oder Gitterkreis der Kathodenstrahlröhre einen solchen Wert besitzt, daß der Röhrenstrom, also der Strom im Anodenkreis sehr klein wird. Mit anderen Worten: die dem Gitter- oder Eingangskreis der Röhre zugeführte Spannung wird durch den Morsetaster geändert, und zwar von einem solchen Werte, bei dem der Energieverlust im Anodenstromkreis ein Minimum ist, auf einen anderen Wert, bei dem der normale, zum Senden aus-

reichende Betriebsstrom in dem genannten Stromkreis fließt. Da die normal im Gitter- oder Eingangsstromkreis einer Thermionenröhre absorbierte Energie sehr klein ist, kann man auf diese Weise die Signale leicht und einfach tasten.

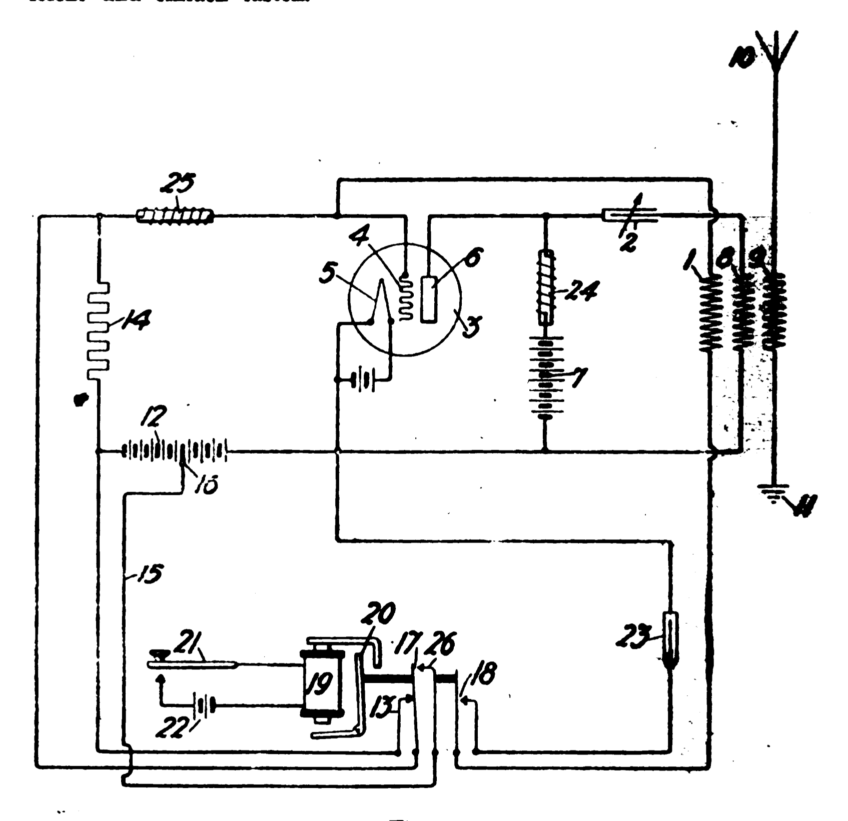


Fig. 1.

Fig. 1 zeigt die Anordnung nach der amerikanischen Patentschrift 1 198 700. Mit 1 ist eine Induktanzspule bezeichnet, in der Hochfrequenzströme geringer Energie von der Spule 8 aus induziert werden und die daher die Rolle der bekannten Rückkoppelungsspule ausübt, indem sie mit dem Gitter 4 der Thermionenröhre 3 verbunden ist. 5 ist die Glühkathode dieser Röhre und 6 die Anode, die über den Abstimmkondensator 2, und die bereits genannte Spule 8 mit der Glühkathode verbunden ist. Parallel zur Spule 8 liegt die Betriebsstromquelle 7 und eine Drosselspule 24. Die Spule 8 ist induktiv

mit der bei 11 geerdeten Antenne 10 gekoppelt. Statt einer Antenne könnte aber auch eine beliebige Drahtfernleitung zur Verwendung kommen, wenn es sich nicht um drahtlose Telegraphie, sondern um Übertragung mittels Telegraphenleitungen handeln sollte. Mit dem Gitter 4 und parallel zu dem die Spule 1 enthaltenden Stromkreis ist ferner der Stromkreis einer Batterie 12 verbunden, die die gewöhnliche, zur Festlegung der zwischen den Elektroden 4 und 5 herrschenden Spannungsdifferenz gebräuchliche Spannungsquelle darstellt. Gemäß der Erfindung besitzt nun diese Batterie 12 eine genügend hohe Spannung, um den Anodenstrom in der Röhre, den die Batterie 7 von der Kathode 5 nach der Anode 6 auslöst, auf Null oder einen verhältnismäßig kleinen Wert zu reduzieren. Um Signale auszusenden, ist es also nur nötig, diese an das Gitter 4 angelegte Spannung soweit zu verringern, daß der normale Betriebsstrom im Anodenkreis der Röhre zum Fließen kommen kann. Zu diesem Zweck ist ein Stromunterbrecher 13 im Stromkreis der Batterie vorgesehen und ein großer Widerstand 14 von mehreren tausend Ohm parallel zu diesem Unterbrecher geschaltet. Eine Leitung 15 führt dann von einem Zwischenpunkt 16 der Batterie 12 zu einem Kontakte 26, der gegenüber dem einen Kontakt 17 des Schalters 13 liegt. Zweckmäßig, aber nicht unbedingt nötig ist es, einen Schalter 18 in den Stromkreis der Spule 1 zu legen. Die gesamte Schalteranordnung 13, 17, 26, 18 kann entweder direkt von Hand, oder wie dargestellt durch ein Relais 19 umgelegt werden, dessen Anker 20 fest mit den Kontaktstücken des Schalters verbunden ist. 21 ist der Morsetaster und 22 die Batterie für dieses Relais. Im Stromkreis der Spule 1 liegt ferner noch ein Kondensator 23 und in Reihe mit der Batterie 12 eine Drosselspule 25. Die Wirkungsweise dieser Anordnung ist folgende: Wenn keine Signale ausgesandt werden sollen, ist der Kontakt 13 geschlossen und dadurch der hohe Widerstand 14 kurzgeschlossen; infolgedessen liegt die ganze Spannung der Batterie 12 am Gitter 4, so daß also der Anodenstrom auf einen sehr kleinen Wert gedrückt wird. Beim Niederdrücken des Morsetaster 21 dagegen wird der Kontakt zwischen 13 und 17 geöffnet, dagegen die Kontakte 17—26 und 18 geschlossen. Hierdurch wird der Zwischenpunkt 16 der Batterie 12 an das Gitter 4 gelegt, die Gitterspannung also soweit erniedrigt, daß sich der volle Anodenstrom in der Röhre entwickeln kann. Gleichzeitig setzt infolge des Schließens des Kontaktes 18 im Rückkopplungskreis der Röhre die Schwingungserzeugung ein, wobei die Frequenz dieser Schwingungen durch die Frequenz des

Systems 2, 8 und der Antenne bestimmt ist. Der Zweck des Widerstandes 14 besteht darin, zu verhindern, daß derjenige Teil der Batterie 12, der während des Aussendens der Schwingungen nicht gebraucht wird, kurz geschlossen wird. Der Kondensator 23 verhindert die Entladung der Batterie 12 durch die Spule 1, und die Drosselspulen 24 und 25 sind eingeschaltet, um den Durchgang der Hochfrequenzströme durch die Batteriestromkreise zu verhindern.

Fig. 2 zeigt eine Abänderung der Schaltung, bei der die Betriebsstromquelle 7 nicht parallel, sondern in Reihe zum Anodenstromkreis und zur Spule 8 liegt. Hierbei wird dann die Frequenz der erzeugten Schwingungen in der Hauptsache nur durch die Eigenschwingung der Antenne bestimmt. 28 ist ein Kondensator, der für die Hochfrequenzschwingungen einen Weg von geringer Impedanz bietet, so daß sie nicht über die Batterie 7 fließen. Statt einer einzigen Kathodenstrahlröhre können zur Steigerung der Energie auch mehrere parallel geschaltet werden. Colpits verweist in dieser Hinsicht auf die amerikanische Patentschrift 1 129 943 von Arnold, über die weiter unten berichtet werden wird.

Fig. 3 zeigt die Schaltungsanordnung nach der amerikanischen Patentschrift 1 198 699 von Colpits. Hier besitzt die Kathodenstrahlröhre 3 keine Rückkopplung mit dem Schwingungskreis, wie bei der oben beschriebenen Anordnung, sondern diese Röhre wird aus einer Hochfrequenzstromquelle 1 gesteuert (Fremdsteuerung). Diese Hochfrequenzstromquelle, welche nur die zur Steuerung der Hauptsenderöhre 3 nötige und daher eine sehr geringe Hochfrequenzenergie zu liefern braucht, ist mit der Primärwicklung eines Transformators 2 verbunden, dessen Sekundärwicklung an den Eingangs-(Gitter-)Stromkreis der Thermionenröhre 3 gelegt ist. Im Übrigen entspricht diese Schaltung durchaus der Schaltung nach dem oben beschriebenen Patent, so daß sich hier eine nähere Beschreibung der Wirkungsweise erübrigt. Im Grunde handelt es sich dem gegenüber hier also nur um den Ersatz der Rückkopplung (Spule 1 der oben beschriebenen Anordnung) durch eine Fremderregung aus einer die Frequenz der zu erzeugenden Hochfrequenzschwingungen bestimmenden Hochfrequenzstromquelle 1, wobei dann die Röhre 3 lediglich die Energie zu liefern hat.

Derselbe Erfinder Edwin H. Colpits beschreibt in der amerikanischen Patentschrift 1 194 820 eine weitere Ausgestaltung dieser Art von Röhrensendern für die Zwecke der Vielfachtelegraphie, und zwar zeigt Fig. 4 die Sende- und Fig. 5 die zugehörige Empfangsschaltung. Bezweckt wird, eine Mehrzahl von Nachrichten von einer

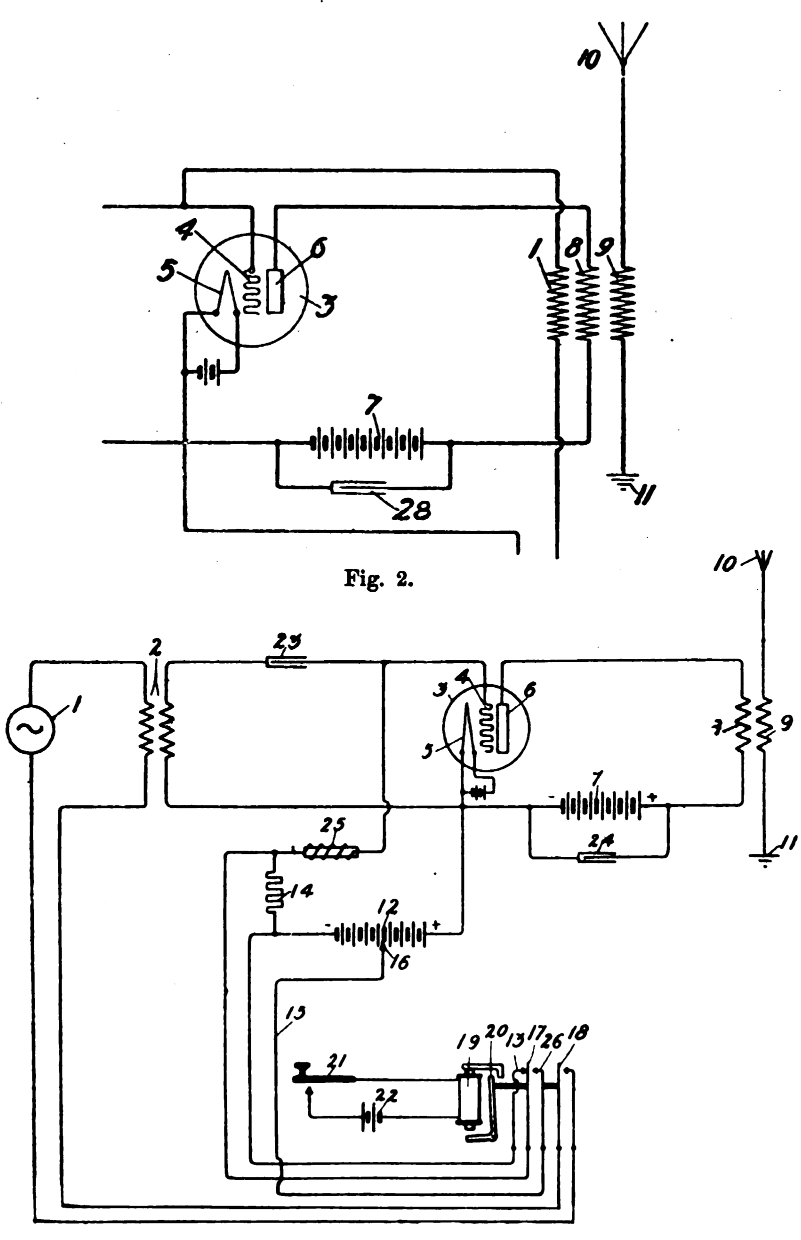

10
4
6
5
3
1
8
9
7
28
11

Fig. 2.

10
2
23
1
3
4
6
5
7
9
7
25
24
11
14
12
16
15
19
20
13
17
26
18
21
22

Fig. 3.

Station mit einer einzigen Antenne zu derselben Zeit auszusenden, und diese Nachrichten entweder gleichzeitig mit einer einzigen Antenne auf einer Empfangsstation, oder auch getrennt auf verschiedenen Empfangsstationen aufzunehmen. Colpits weist zunächst darauf hin, daß man zur Erreichung dieses Zieles vorgeschlagen habe, der Antenne eine Mehrzahl von Hochfrequenzschwingungen verschiedener Wellenlänge nacheinander zuzuführen und auf der Empfangsstation auf diese verschiedenen Frequenzen abgestimmte Schwingungskreise anzuordnen, wobei dann die zwischen den aufeinanderfolgenden Wiederholungen derselben Wellenlänge liegende Zeitdauer so klein war, daß während der Zeit des kürzesten Morsezeichens eine ganze Reihe solcher Wiederholungen stattfanden. Auch die Verwendung rotierender Kommutatoren oder Stromverteiler sei auf der Sendestation schon vorgeschlagen worden, um die Wellen der verschiedenen Wellenlängen der Antenne zuzuführen. In der praktischen Ausführung solcher Anordnungen ergibt sich indessen die Schwierigkeit, daß der Kommutator die bebeträchtlichen Mengen der Hochfrequenzenergie, die zum drahtlosen Zeichengeben erforderlich sind, nicht wirksam steuern kann. Diese Nachteile und Schwierigkeiten will Colpits dadurch vermeiden, daß er auch hier einen fremdgesteuerten Kathodenröhrengenerator verwendete und dem Kommutator lediglich die Aufgabe zuweist, die schwachen Hochfrequenzströme der Steuerungsstromquellen zu schließen und zu unterbrechen, während die großen Sendeenergien erst durch die gesteuerte Thermionenröhre geliefert bzw. ausgelöst werden. Um dabei eine größere Abstimmschärfe in der Antenne beim Senden und Empfangen zu erzielen, soll der Antenne ein der Anzahl der verschiedenen Sendewellenlängen entsprechender Grad der Schwingungsfreiheit gegeben werden. In Fig. 4 stellen 3, 4 und 5 drei Hochfrequenzgeneratoren geringer Energie dar. Diese können von irgendeiner passenden Art sein, z. B. Hochfrequenzdynamomaschinen, Quecksilberdampflichtbögen oder, wie Colpits besonders erwähnt, auch Thermionenröhren-Schwingungsgeneratoren sein. 6 ist ein Kommutator, der mit hoher Geschwindigkeit umläuft. 7 und 8 sind zwei auf diesem Kommutator befestigte Schleifringe, mit denen zwei Bürsten 9 und 10 in Kontakt sind, an die der Hochfrequenzgenerator 3 über den Morsetaster 11 angelegt ist. Ebenso sind 12 und 13 ein zweites Paar von Schleifringen, das ebenfalls über einen Morsetaster 11 mit dem zweiten Hochfrequenzgenerator 4 verbunden ist. Auch der Generator 5 und jeder weitere etwa noch vorgesehene Hochfrequenzgenerator ist in gleicher Weise geschaltet. Jeder dieser Hochfrequenzstromerzeuger

liefert eine verschiedene Frequenz. Mit jedem Schleifring ist ein Segment aus leitendem Material 14 verbunden, die durch Isolations-

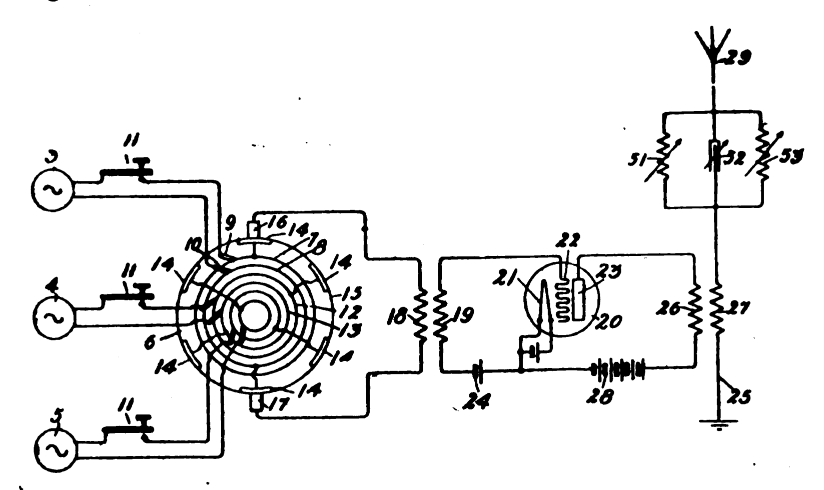


Fig. 4.

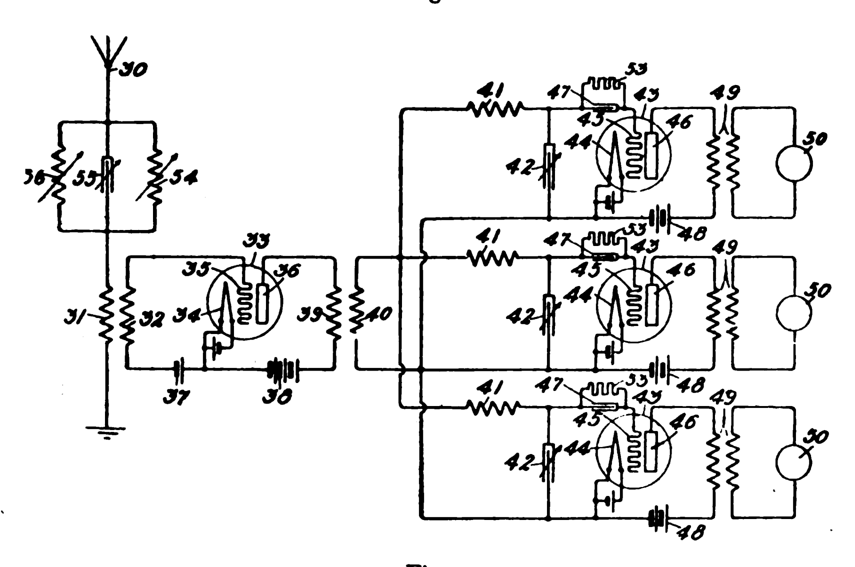


Fig. 5.

material 15 voneinander isoliert sind. Mit Hilfe von Kontaktbürsten 16, 17 wird ein Paar dieser Segmente mit der Primärwicklung 18

eines Transformators verbunden, dessen Sekundärwicklung 19 an den Gitter- oder Steuerkreis der Thermionenröhre gelegt ist. Die Schaltung dieser Röhre ist die sonst übliche und bekannte, wobei mit dem Anodenkreis 23, 26, 28, 21 die Antenne 25, 27, 29 induktiv gekoppelt ist und im Gitterkreis 22, 19, 21 die übliche Batterie 24 zur Festlegung des Potentials des Gitters liegt. Die Wirkungsweise dieser Mehrfachsendeeinrichtung ist folgende: Der Kommutator 6 wird in schnelle Umdrehungen versetzt, wodurch die Hilfsfrequenzgeneratoren 3, 4, 5 in schneller zyklischer Reihenfolge mit der Transformatorspule 18 in Verbindung gebracht werden. Die Geschwindigkeit des Kommutators ist genügend hoch, so daß jeder der Hilfsfrequenzgeneratoren mit der Spule 18 während der zur Abgabe des kürzesten Morsezeichens nötigen Zeit viele Male verbunden wird. Diese schwachen Hochfrequenz-Steuerungsströme können bequem den Morsezeichen der verschiedenen gleichzeitig zu übertragenden Nachrichten entsprechend getastet werden. Um eine wirksame Ausstrahlung zu erreichen, wird die Antenne durch Einschaltung einer der Anzahl der Nachrichten entsprechenden Zahl von parallelen Abstimmzweigen 51, 52, 53 auf diese verschiedenen Wellenlängen gleichzeitig abgestimmt. In der Schaltung der Empfangsstation gemäß Fig. 5 ist 30 die Antenne, die in ähnlicher Weise durch die Parallelzweige 54, 55, 56 auf die verschiedenen Wellenlängen abgestimmt und über die Primärspule 31 geerdet ist. Die Sekundärspule 32 ist an das Gitter 35 der Verstärkerröhre 33 gelegt, die zweckmäßig, wie dargestellt, eine Thermionenröhre ist mit der Glühkathode 34, dem Gitter 35 und der Anode 36, sowie der Gitterstromkreisbatterie 37. Der Anodenstromkreis 36, 39, 38, 34 ist über 39, 40 induktiv mit einer der Anzahl der verschiedenen Nachrichten entsprechenden Zahl von parallel geschalteten Empfangskreisen verbunden, von denen jeder eine Induktanz 41 und einen Kondensator 42 enthält und auf je eine der verschiedenen Wellenlängen abgestimmt ist. An jeden der Kondensatoren 42 ist ein Thermionenröhrendetektor der Audiontype geschaltet mit dem parallel zum Gitterkondensator liegenden hohen Widerstand 53 und den mit den Anodenstromkreisen induktiv gekoppelten Anzeigeapparaten 50 (Telephonhörer, Klopfer o. dergl.). Jeder der verschieden abgestimmten Schwingungskreise 40, 41, 42 siebt dann die zugehörige Wellenlänge aus und läßt dann seinen zugehörigen Empfangsapparat in Tätigkeit treten, während er von Wellen der anderen Wellenlängen nicht beeinflußt wird. Colpits weist auch hier darauf hin, daß bei seiner Sendeeinrichtung zur Vergrößerung der Sendeenergie eine Mehr-

zahl von Thermionenröhren in Parallel- oder Serienschaltung oder in beiden gleichzeitig verwendet werden kann, wie das in der amerikanischen Patentschrift 1 129 943 von Arnold beschrieben sei, über die im folgenden berichtet werden soll. Endlich betont Colpits noch, daß seine Anordnung nicht ausschließlich für drahtlose Nachrichtenübertragung bestimmt sei, sondern auch ohne weiteres auf Drahttelegraphie für Mehrfachbetrieb angewendet werden kann.

Fig. 6 und 7 zeigen die Schaltungen von Vakuumverstärkerröhren nach dem soeben erwähnten amerikanischen Patent 1 129 943 von Harald De Forest Arnold in East Orange, New Jersey, V. St. A. Das Wesentliche dieser Schaltungsanordnungen gegenüber den sonst üblichen und verwendeten Audionverstärkerschaltungen besteht in der Vermeidung von Transformatoren zwischen den in Kaskade geschalteten Verstärkerröhren, was besonders wichtig ist, wenn die Verstärkerröhren in Stromkreisen verwendet werden, die geringe Impedanz haben. Namentlich dann, wenn die Frequenz der zu verstärkenden Ströme so niedrig ist, daß wirksame Transformatoren kostspielig und schwierig zu entwerfen sind, wie dies in Telegraphenstromkreisen im allgemeinen und in Untersee- und drahtlosen Telegraphenkreisen der Fall ist. Insbesondere ist es erwünscht, Transformatoren aus solchen Stromkreisen auszuschließen, in denen eine genaue Wiedergabe der Wellenform für die gute Lesbarkeit erforderlich ist, wie z. B. in der Unterseekabeltelegraphie. Ferner ist der Ausschluß von Transformatoren auch bei solchen Stromkreisen erstrebenswert, in denen eine unverzerrte Verstärkung über einen großen Frequenzbereich gesichert werden muß, z. B. bei der Wiedergabe der Sprache und Musik. Die Notwendigkeit der bisher verwendeten Transformatoren zur wirksamen Verstärkung der Ströme mittels Audionröhren in Stromkreisen von geringer Impedanz folgte aus der Tatsache, daß die Impedanz des Eingangs- oder Gitterstromkreises eines gutwirkenden Audions der gewöhnlichen Bauart sehr hoch ist, mindestens 100 000 Ohm und im allgemeinen sogar bis zu 10 Megohm. Wenn daher in Stromkreisen von niedriger Impedanz kein Transformator verwendet würde, würde der größere Teil der möglichen Stromverstärkung durch das Audion verloren gehen. Wenn z. B. die Impedanz des Eingangsstromkreises des Audions nur 100 000 Ohm beträgt und dieser Kreis ohne zwischengeschaltete Transformatoren in eine Linienleitung von 1000 Ohm Impedanz geschaltet würde, so würden mindestens 90 % der möglichen Stromverstärkung verloren gehen. Die von Harald De Forest Arnold angegebenen Schaltungen ermöglichen nun eine Verstärkung

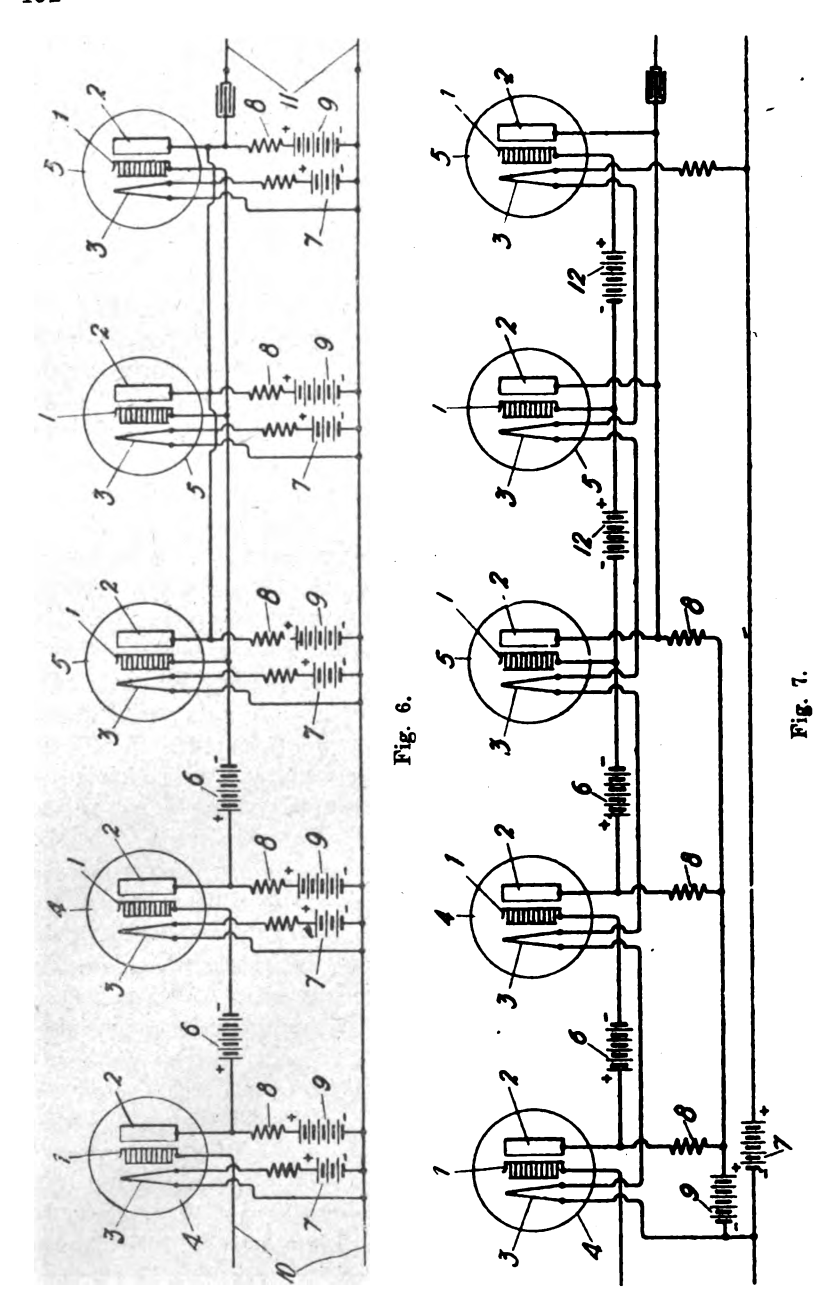


Fig. 6.

Fig. 7.

bis zum 30fachen in einer und bis zum 500fachen in zwei Stufen, ohne jede Verzerrung. Dabei können viele (50—100) Audions zur Erzielung größerer Stromstärken parallel geschaltet werden. Fig. 6 und 7 zeigen diese Schaltungen. Die verwendeten Audionröhren bestehen in üblicher Weise aus dem aus sehr feinem Draht hergestellten Gitter und der plattenförmigen Anode 2, die in größerer Entfernung von der Glühkathode 3 angeordnet ist. In Fig. 6 arbeiten zwei Audionröhren 4, 4 in Tandem- oder Kaskadenschaltung auf die Audionröhren 5, 5, 5 in Parallelschaltung. Die Zahl der in Kaskade geschalteten Röhren hängt von dem gewünschten Verstärkungsgrad ab. Ebenso hängt die Zahl der parallelgeschalteten Audionröhren ab von den Eigenschaften ihres gemeinsamen Ausgangsstromkreises, wobei eine Vergrößerung der Anzahl der parallelgeschalteten Röhren eine Abnahme der Spannung und eine gleichzeitige Vergrößerung des Stromes erzielt. Die Batterien 6 besitzen vorzugsweise einen solchen Widerstand, daß sie die Eingangselektrode oder Gitter 1 normal auf eine Spannung von etwa 5 Volt negativ gegenüber der benachbarten Glühkathode bringen. Die Heizung erfolgt durch die Batterien 7. Der Ausgangs- oder Anodenstromkreis jeder Röhre enthält eine Anode 2, einen hohen Widerstand 8, eine Batterie 9 und die Glühkathode 3. Der Widerstand 8 soll z. B. 100 000 Ohm oder mehr betragen. Der Eingangsstromkreis der ersten Röhre der Gruppe ist direkt mit der Linienleitung 10 verbunden. Durch die erste Röhre wird die Gitterspannung der zweiten Röhre verstärkt. Die Audionröhren 5, 5, 5 arbeiten alle parallel auf einen gemeinsamen Kreis 11. Fig. 7 zeigt eine ähnliche Anordnung, wobei jedoch eine gemeinsame Batterie 7 den Heizstrom für sämtliche hintereinander geschaltete Glühkathoden liefert. Die Batterien 12, 12 sind vorgesehen, um den Spannungsabfall in den Glühkathoden zu kompensieren. Eine gemeinsame Batterie 9 speist sämtliche Anodenstromkreise. Diese Anordnungen sollen in erster Linie für Unterseekabeltelegraphie verwendet werden, um die schwachen Telegraphenströme zu verstärken, und mit größerer Geschwindigkeit telegraphieren zu können, insbesondere auch als Ersatz für die sonst üblichen Siphon-Rekorder. Auch auf Zwischenstationen zwischen zwei Seekabeln oder zwischen Seekabeln und Überlandleitungen sollen diese Schaltungen geeignet sein. Vor allem aber, wie bereits oben erwähnt, bieten diese Schaltungen Vorteile bei der Wiedergabe der Sprache (Telephonrelais) und der Musik und auf drahtlosen Stationen.

In der zweiten oben genannten amerikanischen Patentschrift 1 129 942 von Harald De Forest Arnold verwendet der Erfinder

zweierlei verschiedene Arten von Kathodenstrahlrelaisröhren und zwar einerseits eine Hochspannungstype und andererseits eine Starkstromtype. Fig. 8 zeigt ein Schaubild einer solchen Hochspannungsröhre und Fig. 9 das Elektrodensystem einer Starkstromröhre, während Fig. 10 die Elektrodensysteme dieser beiden Röhrenarten in einem gemeinsamen Elektrodenhalter darstellt. Fig. 11—14 zeigen die ver-

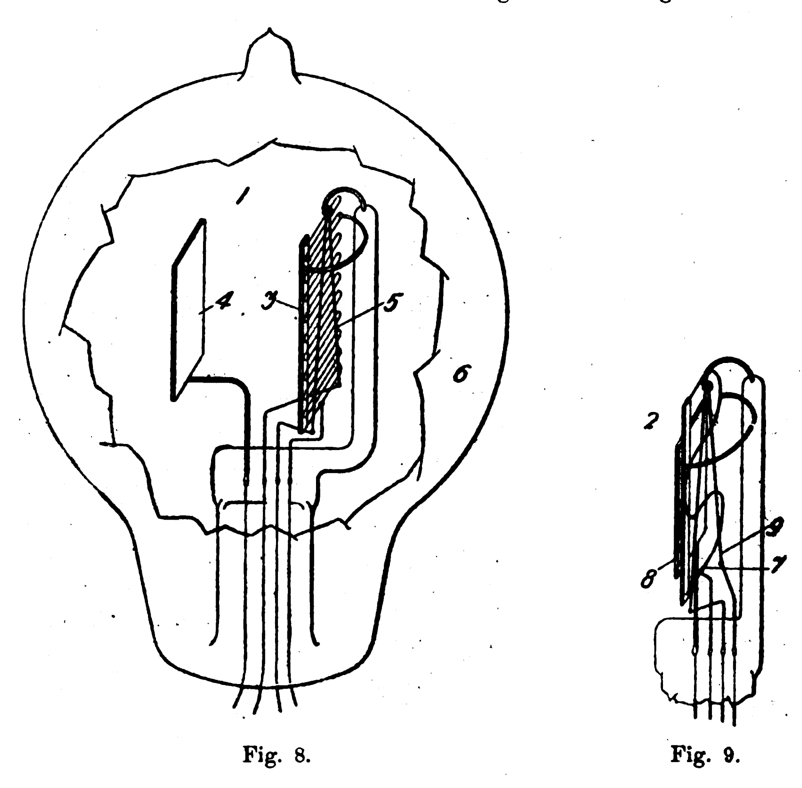


Fig. 8. Fig. 9.

schiedenen Schaltungsarten und Fig. 15 zeigt die Schaltung bei der Vereinigung der beiden Röhrenarten in einem gemeinsamen Glasgefäß. In diesen Figuren sind mit 1 die Hochspannungsröhren und mit 2 die Starkstromröhren bezeichnet. Bei ersterem besteht das Gitter 3 aus sehr feinem Draht und zwar aus einem sehr engmaschigem Netz, wobei die Ausgangselektrode oder Anode 4 in einer beträchtlichen Entfernung von der Glühkathode 5 sich befindet; alle Elektroden befinden sich in einem evakuierten Glasgefäß 6. Um die beste Wirkung zu erzielen, soll das Gitter möglichst nahe der Glühkathode sich befinden.

Bei den Starkstromröhren 2 kann die Gitterelektrode auf einer beliebigen Seite der Glühkathode angeordnet sein und soll aus einem grobmaschigen Gitter oder sogar nur aus einem kurzen Drahtstück bestehen. Die Ausgangselektrode oder Anode 8 ist so nahe irgend wie möglich an der Glühkathode 9 angeordnet. Die Glühkathode ihrerseits besitzt eine große aktive Oberfläche. 10 ist das evakuierte Glasgefäß. Die Glühkathode besitzt eine möglichst große Oberfläche, Gitter und Anode sind möglichst nahe an der Glühkathode angeordnet und das Gitter soll die Leitfähigkeit zwischen Glühkathode und Anodenplatte möglichst wenig verringern. Die Hochspannungsröhren geben eine große Verstärkung bei hoher Spannung und niedriger Stromstärke, wogegen die Starkstromröhren eine Verstärkung starker Ströme bei niedriger Spannung ergeben. In Fig. 11 sind zwei Hochspannungsröhren 1, 1 in Tandem- oder Kaskadenschaltung dargestellt, die auf eine einzige Starkstromröhre 2 arbeiten. Auch hier besitzen die Batterien 11 eine solche Größe, um jeden der Gitter 3, 3 und 7 normal etwa 5 Volt negativ gegen die benachbarte Glühkathode zu verleihen. Die verschiedenen Glühkathoden werden durch je eine Batterie 12 geheizt. Der Anodenstromkreis jeder Röhre enthält einen hohen Widerstand 14 von etwa 100 000 Ohm. 15 ist der Eingangsstromkreis und 16 der Ausgangsstromkreis. Fig. 12 zeigt insofern eine Vereinfachung dieser Schaltung, als eine gemeinsame Heizbatterie 12 für die in Reihe geschalteten Glühkathoden vorgesehen ist, während eine gemeinsame Batterie 13 für alle Anodenstromkreise dient. Fig. 13 zeigt eine weitere Vereinfachung, insofern Impedanzspulen 17, 17 in Brücke zu jedem Anodenstromkreis der Röhren geschaltet sind, und Kondensatoren 18, 18 in Reihe mit den Widerständen 14 liegen. Infolgedessen kann die Spannung der verschiedenen Batterien 11 sehr stark verringert werden. Fig. 14 zeigt zwei Hochspannungsröhren in

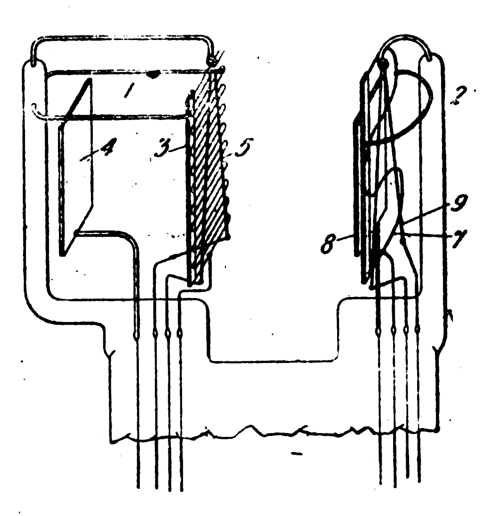


Fig. 10.

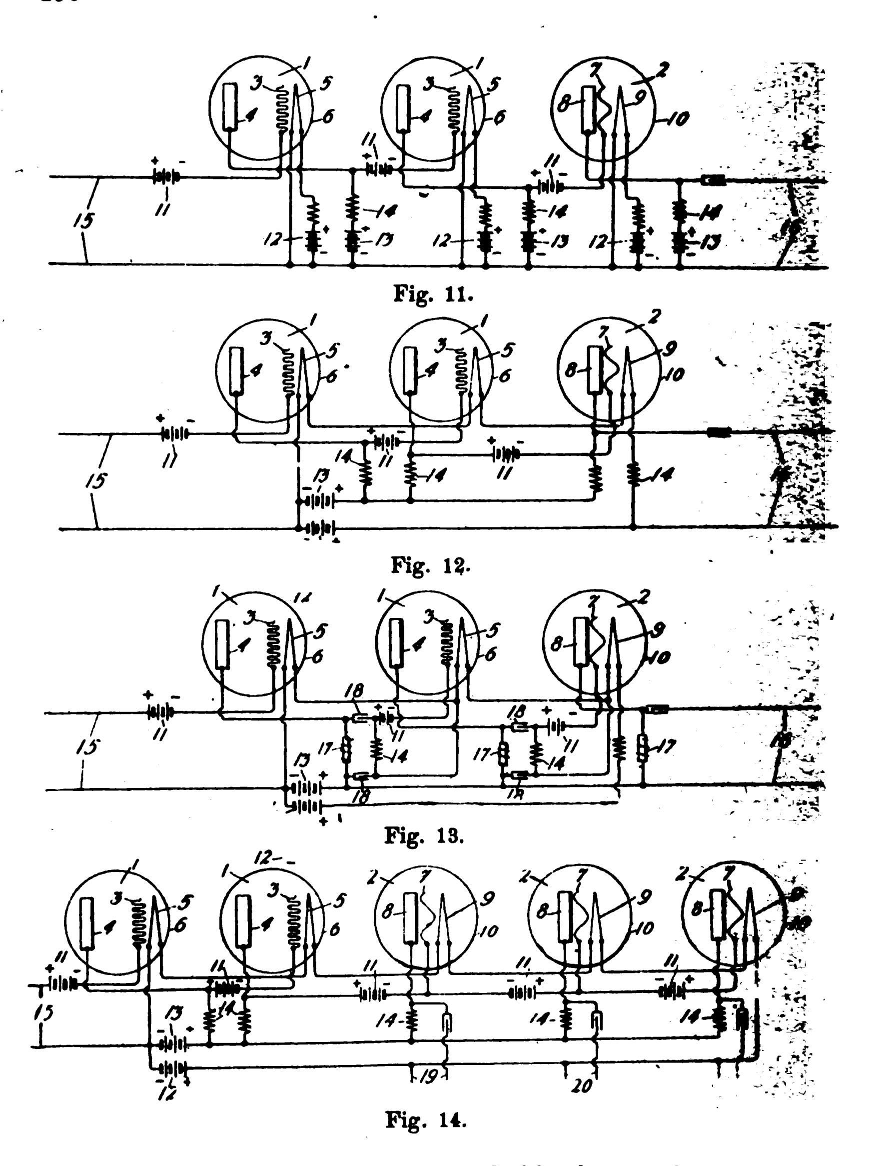


Fig. 11.

Fig. 12.

Fig. 13.

Fig. 14.

Tandem- oder Kaskadenschaltung, die auf drei Starkstromröhren arbeiten, von denen jede ihren getrennten Anodenstromkreis 19, 20, 21 speist. Diese Anordnung empfiehlt sich besonders dann, wenn mehrere lautsprechende Empfänger oder Hörer von einem gemeinsamen Sprechkreis

beeinflußt werden (Telephonrelais). Fig. 15 endlich zeigt eine Schaltung, bei der eine Hochspannungsverstärkerröhre in eine Starkstromröhre arbeitet, wobei beide Röhrensysteme innerhalb desselben Glasgefäßes untergebracht sind und die Glühkathoden 5 und 9 beider Systeme hintereinandergeschaltet sind. Die meisten dieser hier für Telephonrelais- bzw. Unterseekabeltelegraphie dargestellten Schaltungsanordnungen sind auch in der drahtlosen Telegraphie anwendbar.

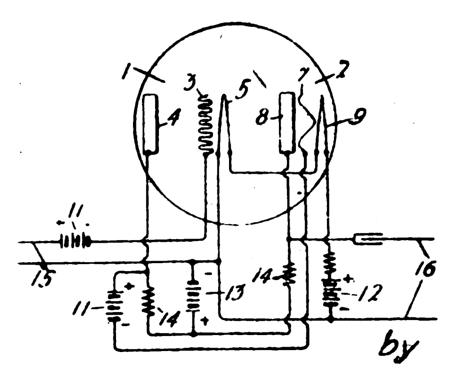


Fig. 15.

Eine Schaltungsanordnung für drahtlose Telephonie zeigt Fig. 16 nach der amerikanischen Patentschrift 1 199 180 von Raymond A. Heising in East Orange, New Jersey, V. St. A. 1 bedeutet daselbst irgendeine Hochfrequenzquelle, die jedoch keine große Energie zu erzeugen

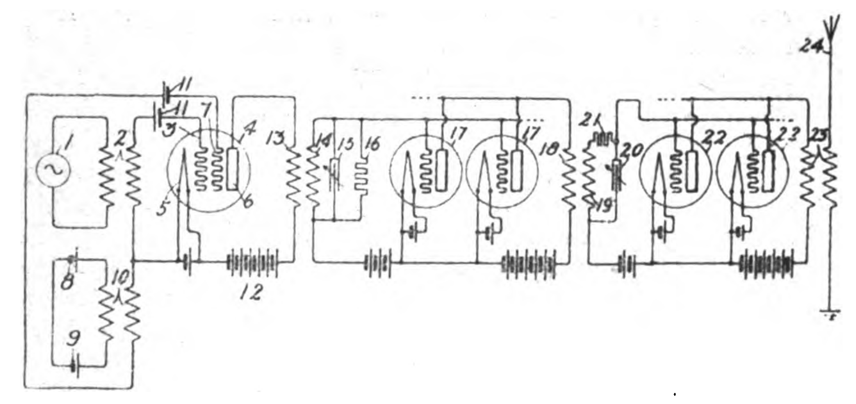


Fig. 16.

braucht und daher sehr klein sein kann, da sie nur eine hochfrequente Spannung, aber keine starken Ströme oder Energien zu erzeugen hat. Mittels des Transformators 2 wird diese Hochfrequenzspannung auf das Gitter 3 der Thermionenröhre 4 übertragen, die die Glühkathode 5, eine Anode 6 und eine zweite Gitterelektrode 7 besitzt. 8 ist ein Mikrophon und 9 dessen Batterie, 10 der Telephontransformator, dessen

Sekundärwicklung zur zweiten Gitterelektrode 7 führt. 11. 11 sind Batterien, um den Gitterelektroden 3 und 7 stets negative Spannungen gegenüber der Glühkathode 5 zu verleihen. Unter diesen Verhältnissen können keine Elektronen nach den Gitterelektroden fließen und daher findet in den Gitterstromkreisen kein Stromfluß statt. 12 ist die Anodenstromquelle, die einerseits an die Glühkathode 5 und andererseits an die Anode 6 gelegt ist. 13 ist die Primärspule des Anodenstromtransformators, dessen Sekundärspule 14 mit dem Abstimmkondensator 15 einen geschlossenen Abstimmkreis bildet. Der parallel zum Kondensator 15 geschaltete Ohmsche Widerstand 16 ermöglicht die Schärfe der Abstimmung des Kreises 14. 15. einzustellen und gestattet ferner zu bewirken, daß die Empfangs- oder Gitterstromkreise der weiter folgenden Verstärkerröhren eine bestimmte Impedanz für die einzuführenden Schwingungen bieten. Die Verstärkerröhren 17 sind parallel geschaltet und besitzen einen gemeinsamen Anodenkreistransformator 18, dessen Sekundärspule 19 mit dem parallelgeschalteten Abstimmkondensator 20 wiederum auf zwei parallelgeschalteten Verstärkerröhren 22 arbeiten. Der Ohmsche Widerstand 21 soll die Wirkung der Röhren stabiler machen. Heising sagt, daß er mit 500 parallelgeschalteten Röhren arbeiten will, um große Hochfrequenzstromstärke zu erzielen. Der gemeinsame Anodenstromkreistransformator 23 endlich arbeitet auf die Antenne 24. Diese Anordnung wirkt folgendermaßen: Vom Hochfrequenzgenerator 1 werden hochfrequente Spannungen auf das Gitter 3 übertragen, die während der Sprechruhe einfach Hochfrequenzströme großer Intentität in der Antenne 24 zur Folge haben. Beim Sprechen gegen das Mikrophon 8 dagegen werden diese Hochfrequenzströme im Rhythmus der Sprache moduliert. Diese Anordnung ist naturgemäß nicht auf die eigentliche drahtlose Telephonie beschränkt, sondern statt die Antenne könnte auch ohne weiteres eine Ferntelephonleitung treten und so mit Draht über große Entfernungen unter Verwendung modulierter Hochfrequenzströme telephoniert werden.

Adresse des Autors: Gr. Lichterfelde W bei Berlin, Roonstr. 12.

Funkentelegraphie beim Telegraphen-Versuchsamt in Berlin.

Das Telegraphen-Versuchsamt in Berlin hat mit Beendigung des Krieges seine Tätigkeit zur wissenschaftlichen und technischen Entwicklung der Funkentelegraphie wieder aufgenommen. Um dabei im Einvernehmen mit den Firmen und Behörden zu arbeiten, denen diese

Tätigkeit im Kriege obgelegen hat, veranstaltete es am 6. Dezember 1918 in seinen Räumen eine Versammlung, in der folgende Punkte klargestellt werden sollten:

1. Arbeitsstellen und Persönlichkeiten, die im Kriege wissenschaftlich und technisch mit Funkentelegraphie beschäftigt waren;
2. Stand der von ihnen bearbeiteten Aufgaben;
3. Vorschläge über Sammeln und Veröffentlichen von Berichten und Patentschriften aus der Kriegszeit;
4. Vorschläge über Fortsetzung der Arbeiten und Wiederverwendung der Hilfsmittel.

Anwesend waren die Herren Strecker, Kiebitz, Kunert (Telegraphen-Versuchsamt); Alberti, Gehrcke, Giebe, Grüneisen, Meißner, Reichenheim, Rogowski (Physikalisch-Technische Reichsanstalt); Niemann (Inspektion der Fliegertruppen); v. Lepel (Stab des Nachrichtenchefs); Martens (Handels-Hochschule); Graf Arco, Schapira (Gesellschaft für Drahtlose Telegraphie); Rottgardt, v. Wysiecki (Gesellschaft für Funkentelegraphie Dr. Huth); Scheller (C. Lorenz A. G.); Seibt.

Die anwesenden Vertreter von Reichs-, Zivil- und Militärbehörden und von Firmen, die auf dem Gebiete der Funkentelegraphie tätig sind, ersuchten das Telegraphen-Versuchsamt, als Treuhänder und Zentralstelle für die Aufbewahrung und Verwertung von Akten und funkentelegraphischen Geräten für den wissenschaftlichen Gebrauch einzutreten, um zu verhindern, daß Werte wissenschaftlicher Art auf diesem Gebiete verloren gehen. Hierbei soll das Telegraphen-Versuchsamt die gleichartigen Bestrebungen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt unterstützen.

Das Telegraphen-Versuchsamt wird eine Liste führen, die Namen und Adressen der Herren, die im Kriege wissenschaftlich und technisch über Funkentelegraphie gearbeitet haben, enthält, ferner ihr Arbeitsgebiet, etwaige Mitarbeiter oder mitwirkende Firmen und den Stand der Arbeiten (ob abgeschlossen, ob Veröffentlichung erfolgt oder Geheimhaltung verlangt wird, ob der Bearbeiter die Arbeiten fortsetzt oder ob ihre Fortsetzung an anderer Stelle erwünscht ist). Beiträge zu dieser Liste werden von allen Fachgenossen erbeten.

Die Versammlung ersuchte ferner das Telegraphen-Versuchsamt, sich über alle Arbeiten auf dem Gebiete der drahtlosen Telegraphie bei anderen Instituten, insbesondere auch bei den außerhalb Berlins gelegenen, unterrichtet zu halten und auf Anfragen über die Bearbeiter



und ihr Arbeitsgebiet Auskünfte zu erteilen, sofern diese es nicht ausdrücklich untersagt haben.

Die Redaktion des Jahrbuchs für Drahtlose Telegraphie soll ersucht werden, ein Verzeichnis der Geheimpatente und der einschlägigen Auslandspatente, die während des Krieges auf dem Gebiete der drahtlosen Telegraphie erteilt worden sind, mit kurzer Erläuterung und dem jedesmaligen ersten Patentanspruch im Jahrbuch zu veröffentlichen und einen ausführlichen Bericht über die Patentliteratur in einem Sonderheft herauszugeben.

Am Schlusse der Sitzung wurde der vorstehende Bericht von den Anwesenden genehmigt.

Telegraphen-Versuchsamt.
Strecker.

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

Arno Hoffmeister, Kurze Einführung in die Wunder am Sternen-Himmel.- (Für nächtliche Wanderer, unsere Jugend und unsere Soldaten mit Rücksicht auf den Gebrauch des Feldstechers.) 2. verb. Aufl. mit 2 Tafeln, enthalten 3 Sternkarten, 1 Mondkarte und einige Abbildungen. C. C. Buchners Verlag, Bamberg 1918. M. —.60

Eduard Lasker, Schachstrategie. 2. völlig umgearbeitete und vermehrte Auflage. Verlag Veit & Comp., Leipzig 1914.

A. Bolliger, Deutschland am Scheidewege. Verlag J. F. Lehmann, München 1918. M. 1.50

M. Abraham, Theorie der Elektrizität. 1. Band: Einführung in die Maxwellsche Theorie der Elektrizität. 5. umgearbeitete Aufl. 1918. Verlag B. G. Teubner, Leipzig. M. 13.—, geb. M 14.—

W. Nernst, Die theoretischen und experimentellen Grundlagen des neuen Wärmesatzes. Verlag Wilhelm Knapp, Halle a. S. 1918. M. 12.—, geb. M. 13.50

Artur Fürst, Die Welt auf Schienen. Verlag Albert Langen, München. 1918. M. 15.—, geb. M. 20.—

H. Bock, Die Uhr, Grundlagen u. Technik der Zeitmessung. 2. Aufl. (Aus Natur und Geisteswelt). Verlag B. G. Teubner, Leipzig 1917. M. 1.50 + 40 % Teuerungszuschlag

Oskar Große, 40 Jahre Fernsprecher (Stephan-Siemens-Rathenow). Verlag Julius Springer, Berlin 1917. M. 3.—

Walter Goetze (Herausgeber), Deutschland und der Friede. Notwendigkeiten und Möglichkeiten deutscher Zukunft, in 38 Beiträgen sachkundiger Mitarbeiter erörternd, wahrt das Werk, auf dem Boden des Verständigungsfriedens stehend, Deutschlands Recht auf volle politische und wirtschaftliche Entwicklungsfreiheit nach außen, zeigt die Wege für die Zusammenfassung aller Kräfte im Innern und dient so der Klärung, Verständigung und Festigung. Verlag B. G. Teubner, Leipzig 1918. Geb. M. 14.— + 30 % Teuerungszuschlag

(Eingesandt 1. Dezember 1918.)

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 13. 1919. Heft 6.

Inhalt.

Abonnements und Inserate sind an die Verlagsbuchhandlung von *M. Krayn, Berlin W. 10, Genthinerstraße 39* zu richten.

Bemerkungen über ein neues Verfahren zur Bestimmung der magnetischen Flußdichte und Permeabilität.

(Notes on a New Method for the Determination of the Magnetic Flux Density and Permeability.)

Von **August Hund**.

Die folgende Abhandlung ist ein Umriß eines neuen Verfahrens, die Flußdichte, d. i. die Zahl der magnetischen Induktionslinien in der Querschnittseinheit, bis zu jeder beliebigen Frequenz aufwärts zu bestimmen. Dieselbe Anordnung läßt sich auch bequem verwenden, um die magnetische Permeabilität zu erhalten, und um den Gesamtverlust in einer Spule mit ferromagnetischem Kern, oder den Verlust im Kern und jenen im Kupfer einzeln zu untersuchen.

Prinzip und Theorie des Verfahrens. — Erklärung der Anordnung.

Die vorgeschlagene Anordnung ist in Fig. 1 dargestellt und beruht auf der Anwendung eines Differentialsystems, das ich kürzlich beschrieben habe[1]). Der eine Differentialzweig enthält das Prüfstück, das bei einer bestimmten Stromstärke und bei einer gegebenen Frequenz einen bestimmten Selbstinduktionskoeffizienten L_x besitzt. Das Prüfstück wird in der Weise untersucht, daß man seine Wirkung gegen eine veränderliche Vergleichs-Selbstinduktion L_s (Variometer, Spulen mit Luftkern) abgleicht, die mit einem induktionsfreien Widerstande r in Reihe geschaltet ist.

Ein derartiges Differentialsystem arbeitet kurz folgendermaßen: Wenn die Stromstärken in den beiden Zweigen des Systems ihrem Effektivwerte und ihrer Phase nach gleich sind, werden sich ihre Induktionswirkungen auf die Sekundärspule des Differentialumformers genau aufheben, und es wird in der Spule keine Spannung induziert werden. Dies beruht auf der Annahme, daß die beiden Primärspulen P_1 und P_2 in bezug auf die Sekundärspule S symmetrisch angeordnet sind, und genau die gleiche Anzahl von Windungen haben, die in entgegengesetztem Sinne gewickelt sind. Dann wird jeder zwischen die Klemmen der Sekundärspule gelegte Wechselstromanzeiger irgend-

1) A. Hund, Electrical World, 22. Mai 1915. Abdruck in London Electrician, 27. August 1915.



welcher Art Stromlosigkeit anzeigen, wenn die Ströme in P_1 und P_2 einander gleich und miteinander in Phase sind.

Eine Einstellung auf Stromlosigkeit wird hergestellt, wenn der Selbstinduktionskoeffizient des Variometers dem Effektivwerte des Selbstinduktionskoeffizienten der Probespule gleich ist, und wenn der Widerstand des Variometers und der Reihenwiderstand r dem Effektivwider-

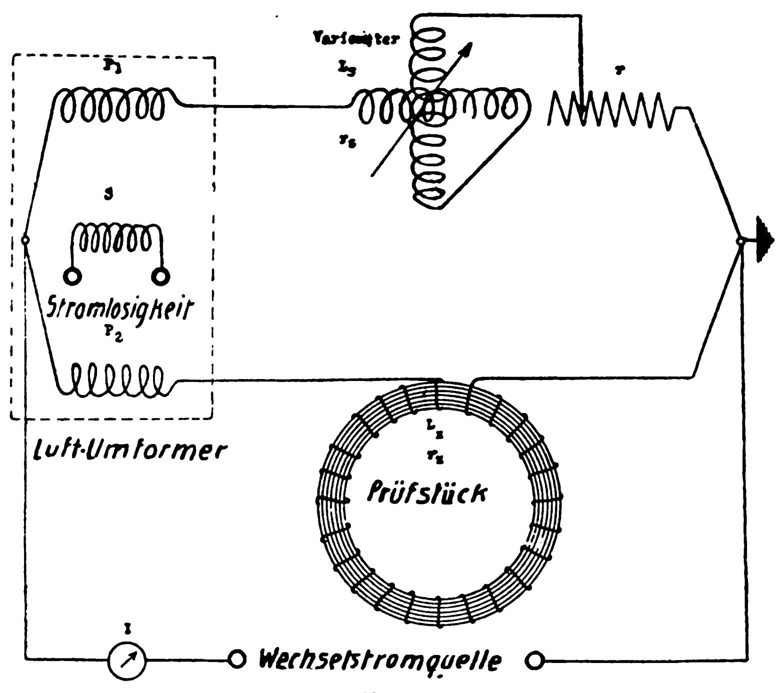


Fig. 1.

stande der Probespule genau das Gleichgewicht halten. Ein absolutes Verschwinden des Differentialfeldes kann man indessen im allgemeinen nicht erhalten, weil die Wellenform in dem einen Zweige infolge der Anwesenheit der ferromagnetischen Substanz etwas verzerrt wird. In den meisten praktischen Fällen läßt sich indessen das Minimum des Differentialfeldes sehr leicht und genau nachweisen. Für sehr genaue Messungen ist es vorteilhaft, einen Kondensator mit dem Anzeiger im Sekundärkreise des Differentialumformers in Reihe zu schalten, und diesen Kreis auf Resonanz mit der verlangten Frequenz abzustimmen. (Dies empfiehlt sich besonders bei höheren Frequenzen, weil dann eine

Abstimmung leicht erreichbar ist.) Für Frequenzen bis zu etwa 2000 Touren aufwärts kann man als Stromanzeiger ein **Wiensches** Vibrationsgalvanometer benutzen und demnach ohne den Kondensator auskommen.

Ableitung des Ausdrucks für die maximale Flußdichte.

Wenn der ferromagnetische Kern einer Spule einem Wechselfluß vom Höchstwerte Φ_{max} ausgesetzt wird, bewegt sich die Gesamtänderung der durch den Querschnitt des Eisenkernes gehenden Induktionslinien während einer Halbwelle von Null bis Φ_{max} und wieder zurück bis Null, d. h. die Gesamtänderung beträgt $2\,\Phi_{max}$. Bezeichnet f die Tourenzahl in der Sekunde und T die zugehörige Periode, so ist die mittlere Änderungsgeschwindigkeit $\frac{2\,\Phi_{max}}{\frac{T}{2}}$. Mithin ist die auf jede Windung der Spule induzierte Spannung

$$E_{av} = 4\,f\,\Phi_{max}\,10^{-8}\,\text{Volt} \tag{1}$$

und der Effektivwert für N Windungen ist gleich

$$E = 4\,F f N\,\Phi_{max}\,10^{-8}\,\text{Volt} \tag{2}$$

wo F den Formfaktor der Spannungswelle, das ist das Verhältnis des Effektivwertes zum Durchschnittswerte, bezeichnet. Falls der durch den Kern gehende Fluß einem Sinusgesetze folgt, ist sein Augenblickswert zu irgendeiner Zeit t definiert als

$$\Phi_t = \Phi_{max}\sin(2\pi f t) \tag{3}$$

Der Formfaktor F, wie er durch die eben gegebene Definition bestimmt wird, ist:

$$F = \frac{\sqrt{\frac{2}{T}\int_0^{\frac{T}{2}} e^2\,dt}}{\frac{2}{T}\int_0^{\frac{T}{2}} e\,dt} = \frac{\frac{E_{max}}{\sqrt{2}}}{\frac{2\,E_{max}}{\pi}} = 1{,}111$$

und aus Gleichung (2) wird:

$$E = 4{,}44\,f N\,\Phi_{max}\,10^{-8}\,\text{Volt} \tag{3a}$$

Wendet man diesen Ausdruck auf die in Rede stehende Anordnung an, und führt man die maximale Flußdichte B_{max} ein, so findet man den Ausdruck für die induzierte E.M.K. des Prüfstückes zu

$$E = 4{,}44\,f N S\,B_{max}\,10^{-8}\,\text{Volt} \tag{4}$$

wo S den Querschnitt des Eisenkernes bezeichnet. Nunmehr denken wir uns die beiden Selbstinduktionen L_x und L_s auf denselben Wert eingestellt; d. h. wir denken uns zunächst auf Phase eingestellt, und den Widerstand r solange abgeglichen, bis der Anzeiger des Differentialumformers keinerlei Einwirkung anzeigt, und alsdann auf Amplitude abgeglichen. Dann können wir schreiben [1]):

$$4{,}44\, f N S B_{\max}\, 10^{-8} = 2\pi f L_s \frac{I}{2} \tag{5}$$

und diese Gleichung führt zu

$$B_{\max} = 0{,}7075 \frac{L_{s(\mathrm{Henry})}}{N S_{(\mathrm{cm})}^{2}} I_{(\mathrm{Amp.})} 10^{8} \ \text{Induktionslinien per Quadratzentimeter} \tag{6}$$

dem Ausdruck für die maximale Flußdichte als Funktion des am Variometer abgelesenen L_s, des durch das Amperemeter im Hauptkreise der Differentialanordnung gemessenen I, der Windungszahl N des Prüfstücks, und des Querschnitts S des Eisenkernes.

Bestimmung der resultierenden Feldstärke $H_{\max}$ und der magnetischen Permeabilität μ.

Ein Weg zur Erforschung der magnetischen Eigenschaften einer magnetischen Substanz mit Hilfe dieses Verfahrens besteht darin, einen kreisförmigen Ring zu benutzen, auf den eine Drahtspule von verhältnismäßig niedrigem Widerstande gleichförmig aufgewickelt ist. Dann wird das Maximum der magnetisierenden Kraft $H_{\max}$ durch die Formel [2])

$$H_{\max} = \frac{4\pi}{10} \sqrt{2}\, \frac{N I_{m(\mathrm{Amp.})}}{l_{\mathrm{cm}}} \ \text{Gilbert per Zentimeter} \tag{7}$$

definiert, wo I_m die Magnetisierungskomponente der durch die Spule des Prüfstücks fließenden Effektivstromstärke, N die Anzahl der Windungen in der Spule und l die mittlere Länge des magnetischen Weges in Zentimetern ist. Es ist zu bedenken, daß diese Gleichung nur annäherungsweise gilt, wenn der Durchmesser des Ringes groß gegenüber dem Durchmesser des Querschnittes ist. Wir wollen annehmen, in Figur 2 bezeichnen L_x und r_x den Effektivwert der Selbstinduktion und den scheinbaren Widerstand des Prüfstücks, und ihnen mögen L_s und $(r_s + r)$, d. h. die Selbstinduktion des Variometers sowie dessen Widerstand und der Abgleichungszusatzwiderstand r, das Gleichgewicht

---

1) Dies gilt nur angenähert, weil die Widerstandsabgleichung auch bis zu einem gewissen Grade die Phase verändert.

2) 1 Gilbert = 0,79 578 Amperewindungen.

halten. Dann zeigt das Vektordiagramm der Figur 3 die Spannungsbeziehungen in der Prüfspule und den zur Vergleichung benutzten Gegenständen. In diesem Diagramm bezeichnet V den effektiven Klemmendruck des Prüfstückes und φ die Phasendifferenz zwischen V und dem Zweigstrome $I/2$. Bezeichnen wir mit r_x' den Ohmschen Wider-

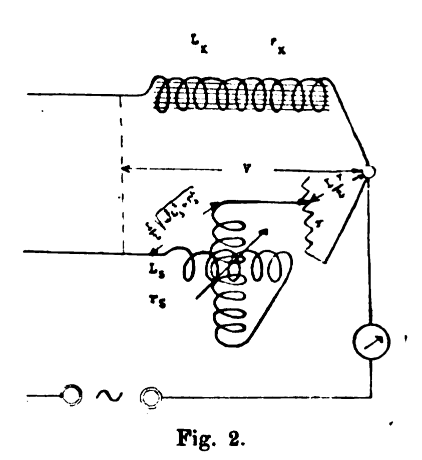


Fig. 2.

stand des Prüfstücks, und stellt Δr_f die Widerstandszunahme infolge des Skineffektes bei der Frequenz f dar, so ist, da die Widerstandszunahme infolge der Hysteresis- und Wirbelstromverluste durch den Ausdruck

$$\frac{\text{Gesamtverluste im Eisen}}{(I/2)^2}$$

gegeben wird, der scheinbare Widerstand r_x des Prüfstücks definiert durch

$$\begin{aligned} r_x &= r_x' + \Delta r_f + \frac{W_c}{\left(\frac{I}{2}\right)^2} \\ &= r_s + r \end{aligned} \tag{8}$$

wo W_c den Gesamtverlust im Kerne in der ferromagnetischen Substanz darstellt. Wir sind dann berechtigt, r_x der Größe $(r_s + r)$ gleich zu setzen, wenn wir annehmen, daß der für das Variometer benutzte Draht keinen merklichen Skineffekt aufweist, so daß sein Gleichstromwiderstand $r' = r$ gleich seinem Wechselstromwiderstande r'' ist. Innerhalb des Bereiches der sehr hohen (Radio-)Frequenzen können wir eine solche Annahme nicht machen, selbst dann nicht, wenn wir ideale

Litzendrähte oder Bänder benutzen, wie ich sie in einer früheren Arbeit[1]) beschrieben habe, und wir müssen daher, wenn wir nicht über eine Eichkurve verfügen, den Hochfrequenzwiderstand des Variometers nach den bekannten Verfahren bestimmen. Die in Gleichung (7) einzusetzende Magnetisierungsstromstärke I_m läßt sich durch die das

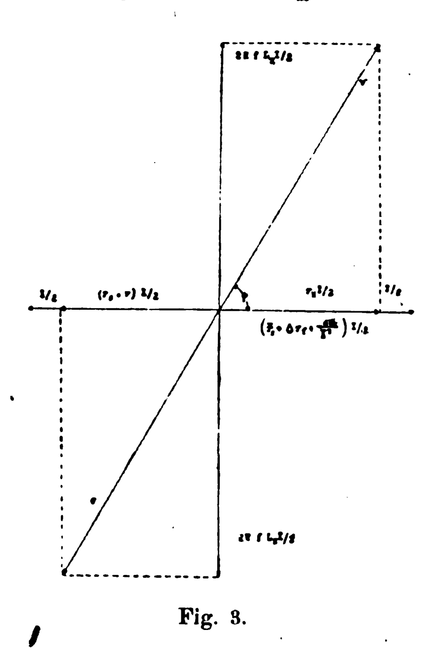


Fig. 3.

Prüfstück durchfließende Effektivstromstärke ausdrücken. Für das abgeglichene Differentialsystem erhalten wir:

$$I_m = \frac{I}{2} \sin \varphi \tag{9}$$

Diese Gleichung beruht auf der Annahme, daß der Widerstand der Windungen auf dem Prüfstück gegenüber der induktiven Reaktanz klein ist, eine Forderung, die leicht zu erfüllen ist, zumal bei höheren Frequenzen, wo die wattlosen Komponenten gewöhnlich sehr ausgeprägt werden. Der Beweis für diese Annäherung wird leicht auf Grund der folgenden Erwägungen ersichtlich:

1) A. Hund, Arbeiten aus dem Elektrotechnischen Institut der Technischen Hochschule, Karlsruhe, Bd. 3.

Der gesamte Eisenverlust des Prüfstückes erzeugt eine Zunahme der Stromstärke und eine Abnahme der Phasenverschiebung φ zwischen der aufgezwungenen Spannung und der Stromstärke bei konstanter Klemmenspannung. Das heißt, das Eisen wirkt wie ein mit der Spule des Prüfstücks gekoppelter Sekundärkreis. Diese Tatsache erhellt aus Figur 4, wo ABC das Impedanzdreieck für die eisenlose Prüfstückspule ist, für welche

$\overline{AB} = 2\pi f L_x$, die induktive Reaktanz,

$\overline{BC} = r_x'' = r_x' + \Delta r_f$, der effektive Ohmsche Widerstand bei der Frequenz f und

$\overline{AC} = Z_x$

$= \sqrt{(2\pi f L_x)^2 + r_x''^2}$, der Widerstandsoperator der Spule,

gilt. Das Impedanzdreieck geht in das Dreieck $A'BC'$ für dieselbe Klemmenspannung über, wenn der Eisenkern hinzukommt, wie es den tatsächlichen Verhältnissen des Prüfstückes entspricht. In diesem Falle haben wir:

$\overline{A'B} = 2\pi f(L_x - \Delta L_x)$, die induktive Reaktanz

$\overline{BC'} = r_x = r_x'' + \dfrac{W_c}{\left(\frac{I}{2}\right)^2}$, der scheinbare Ohmsche Widerstand

$\overline{A'C'} = Z_x'$

$= \sqrt{[2\pi f(L_x - \Delta L_x)]^2 + \left[r_x'' + \dfrac{W_c}{\left(\frac{I}{2}\right)^2}\right]^2}$, der Widerstandsoperator der Spule.

(bei einer gewissen Stromstärke von bestimmter Frequenz)

Der Winkel $A'C'B$ stellt die tatsächliche Phasenverschiebung zwischen der aufgezwungenen Spannung und der die Spule durchfließenden Stromstärke dar. Eine kleine weitere analytische Überlegung wird zeigen, daß die Abnahme der Selbstinduktion infolge der Anwesenheit der ferromagnetischen Substanz durch den Ausdruck

$$\Delta L_x = \frac{(2\pi f M)^2 L_2}{r_2^2 + (2\pi f L_2)^2} \tag{10}$$

und die Zunahme des Widerstandes infolge der Anwesenheit der ferromagnetischen Substanz durch

$$\frac{W_c}{\left(\frac{I}{2}\right)^2} = \frac{(2\pi f M)^2 r_2}{r_2^2 + (2\pi f L_2)^2}$$

gegeben ist, wobei wir uns den Eisenkern durch einen Sekundärkreis von der Selbstinduktion L_2 und dem Ohmschen Widerstande r_2 ersetzt denken. Dann bezeichnet M die wechselseitige Induktion zwischen der Spule des Prüfstücks und den gedachten Windungen der sekundären. Aus der Theorie der Wechselströme wissen wir, daß das Stromdreieck dem Impedanzdreieck ähnlich ist. Auf unseren Fall angewandt,

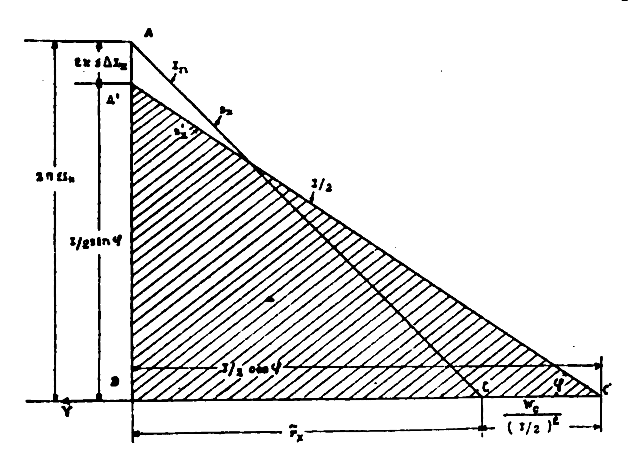


Fig. 4.

bedeutet dies, daß Figur 4 zugleich auch die Stromverhältnisse darstellt. Natürlich muß der Maßstab passend gewählt werden. Somit ergibt sich für das schraffierte Dreieck, also für den Fall, daß eine ferromagnetische Substanz vorhanden ist, folgendes:

$\overline{A'B} = \frac{I}{2} \sin \varphi$, die wattlose Komponente, } des Stromes in der Spule,

$\overline{BC'} = \frac{I}{2} \cos \varphi$, die Wattkomponente } des Stromes in der Spule,

$\overline{A'C'} = \frac{I}{2}$, den tatsächlichen durch die Spule des Prüfstücks fließenden Strom, der durch den Amperemeterausschlag im Hauptzweige des Differentialsystemes bestimmt wird.

Das Dreieck ABC stellt das Vektordiagramm für die Ströme für den Fall dar, daß kein Eisenkern vorhanden ist, und die Hypothenuse bezeichnet den Magnetisierungsstrom I_m, der in Gleichung (7) für die Auswertung der magnetisierenden Kraft H_{max} benutzt wird.

Kehren wir zur Gleichung (10) zurück, so erfahren wir, daß ΔL_x nur eine sehr kleine Größe ist, wenn das Glied r_2^2 in dem gedachten Sekundärkreise groß gegen das Glied $(2\pi L_2)^2$ ist. Das trifft in unserem Falle mit ziemlicher Annäherung zu, wenn wir annehmen, daß die Wirbelströme in einem gut unterteilten Eisenkerne induziert werden, wie solcher in der Wechselstrompraxis bei höheren Frequenzen

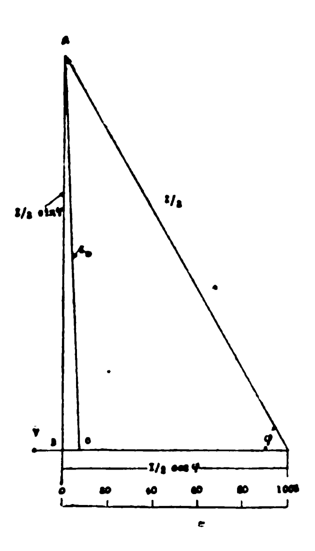


Fig. 5.

für gewöhnlich angewandt wird. Unter dieser Annahme kann man sich die Punkte A und A' zusammenfallend denken, und das führt zu einem Stromdiagramm, wie es Figur 5 zeigt. Die Grundlinie BC' stellt in gewissem Maßstabe den gesamten Energieaufwand für das einen ferromagnetischen Kern enthaltende Prüfstück dar, da $\overline{CC'}$ den Aufwand infolge des Hysteresis- und Wirbelstromverlustes und BC den Aufwand infolge des Kupferverlustes in den Windungen des Prüfstücks bezeichnet. Wird der Widerstand des Prüfstücks klein im Vergleich zur induktiven Reaktanz gehalten, wie in Figur 5 angedeutet, so ist die Magnetisierungsstromstärke I_m nur wenig kleiner als die wattlose Komponente der wahren und meßbaren Spulenstromstärke. Das bedeutet, daß bei einem fein lamellierten Eisenkern und bei Verwendung des sogenannten idealen Litzendrahtes in der Prüfspule von ziemlich niedrigem Widerstande und verhältnismäßig hoher Selbstinduk-

tion die Sinuskomponente des durch das Prüfstück fließenden Zweigstromes mit ziemlich hohem Näherungsgrade die Magnetisierungsstromstärke I_m bezeichnet. Wenden wir uns nun wieder der Gleichung (9) zu, so finden wir dort die magnetisierende Kraft H_{max} und die magnetische Permeabilität μ nach folgendem Verfahren:

$$\sin\varphi = \frac{2\pi f L_x}{\sqrt{r_x^2 + (2\pi f L_x)^2}} = \frac{2\pi f L_s}{\sqrt{(r_s + r)^2 + (2\pi f L_s)^2}}$$

die Magnetisierungsstromstärke wird dann:

$$I_m = \frac{I}{2}\cdot\frac{2\pi f L_s}{\sqrt{(r_s + r)^2 + (2\pi f L_s)^2}}$$

und nach Gleichung (7) ist die maximale Magnetisierungskraft definiert als

$$H_{max} = 5{,}57\,\frac{N f L_{s(\text{Henry})}\cdot I_{(\text{Amp.})}}{l_{(\text{cm})}\sqrt{(r_{s(\text{Ohm})} + r_{(\text{Ohm})})^2 + (2\pi f L_{s(\text{Henry})})^2}}\ \text{Gilbert per Zentimeter} \qquad (11)$$

und die magnetische Permeabilität durch die Beziehung

$$\mu = \frac{B_{max}}{H_{max}} = 1{,}27\,\frac{l_{(\text{cm})}\sqrt{(r_{s(\text{Ohm})} + r_{(\text{Ohm})})^2 + (2\pi f L_{s(\text{Henry})})^2}}{N^2\cdot S_{(\text{cm})^2} f}\,10^7 \qquad (12)$$

gegeben. Führen wir die Wellenlänge λ ein, wie dies innerhalb des Bereiches der Radiofrequenzen häufig üblich ist, so können wir die maximale Magnetisierungskraft und die magnetische Permeabilität durch folgende Beziehungen[1]) bestimmen:

$$H_{max} = 16{,}71\,\frac{N\cdot L_{s(\text{Henry})}\,I_{(\text{Amp.})}}{\lambda_{(m)}\,l_{(\text{cm})}\sqrt{(r_{s(\text{Ohm})} + r_{(\text{Ohm})})^2 + \left(\frac{6\pi\cdot 10^8 L_{s(\text{Henry})}}{\lambda_{(m)}}\right)^2}} \times 10^8\ \text{Gilbert per Zentimeter} \qquad (11\,\text{a})$$

1) In den vorstehenden Formeln sind absichtlich sowohl Meter als auch Zentimeter angewandt, weil die Wellenmesser gewöhnlich in Metern geeicht sind und die Länge des magnetischen Weges allgemein in Zentimetern gemessen wird. Ich habe davon Abstand genommen, auch die Selbstinduktion in CGS-Einheiten auszudrücken, weil die meisten in der Praxis gebräuchlichen Variometer in praktischen Einheiten geeicht sind.

und

$$\mu = 42{,}33\,\frac{\lambda_{(m)}\, l_{(cm)} \sqrt{(r_{s(Ohm)} + r_{(Ohm)})^2 + \left(\dfrac{6\pi \cdot 10^8\, L_{s(Henry)}}{\lambda_{(m)}}\right)^2}}{N^2\, S_{(cm)^2}} \times 10^{-3} \qquad (12a)$$

Wir sehen also, daß bei einem Vergleichsprüfring von gegebenem Querschnitt, gegebener Länge des magnetischen Weges und gegebener Windungszahl die maximale Flußdichte B_{max}, die maximale resultierende Feldstärke H_{max} und die Permeabilität μ aus beobachteten Werten mit Hilfe der nachstehenden drei Formeln berechnet werden können:

$$B_{max} = k_1\, L_{s(Henry)}\, I_{(Amp.)} \text{ Induktionslinien per Quadratzentimeter} \qquad (13)$$

$$H_{max} = k_2\,\frac{f\, L_{s(Henry)}\, I_{(Amp.)}}{Z_{(Ohm)}} \text{ Gilbert per Zentimeter} \qquad (14)$$

$$\mu = k_3\,\frac{z_{(Ohm)}}{f} \qquad (15)$$

wo z dem Widerstandsoperator des Prüfstücks äquivalent ist und die Konstanten k_1, k_2 und k_3 eines Prüfstückes von bestimmten Abmessungen durch die Beziehungen

$$\left.\begin{aligned} k_1 &= \frac{0{,}7075 \times 10^8}{N \cdot S_{(cm)^2}} \\ k_2 &= 5{,}57\,\frac{N}{l_{(cm)}} \\ k_3 &= 1{,}27\,\frac{l_{(cm)}}{N^2\, S_{(cm)^2}}\, 10^7 \end{aligned}\right\} \qquad (16)$$

gegeben sind.

Ehe wir die Bestimmung der Kernverluste erörtern, seien hier ein paar Schlußbemerkungen über die wahre Magnetisierungsstromstärke I_m, wie sie bei der Berechnung der magnetisierenden Kraft benutzt wird, angegeben. Diese Betrachtungen sind vielleicht nicht ganz neu, obschon es der Mühe wert erscheint, eine eingehendere Analyse in unmittelbarer Anwendung auf das Differentialsystem hinzuzufügen und andere Ausdrücke abzuleiten, mit denen sich die magnetisierende Kraft und die Permeabilität berechnen läßt.

Zunächst muß man deutlich zwischen erregendem und magnetisierendem Strom unterscheiden, denn bei den gewöhnlichen Diskussionen in Ingenieurkreisen werden häufig beide Ausdrücke abwechselnd zur Bezeichnung derselben Größe benutzt, nämlich des ladungslosen

Stromes des Umformers bzw. des Speisestromes einer Drosselspule. Der erregende Strom des Prüfstückes ist der gesamte durch die Spule fließende Elektrizitätsfluß. Er wird für das abgeglichene Differentialsystem mit $I/2$ bezeichnet, und aus dem Amperemeterausschlag im Hauptzweige der Anordnung gewonnen. Dieser Strom umfaßt auch den Teil, der als Joulesche Wärmeverluste in den Windungen des Prüfstücks verzehrt wird, sowie auch den, der die Verluste durch Hysteresis- und Wirbelströme ersetzt. Der erregende Strom läßt sich also zerlegen in eine Energiekomponente, die durch den Gesamtverlust in der Vektorrichtung des Klemmendruckes V bestimmt wird, und in die Magnetisierungskomponente I_m, die in der Vektorrichtung der magnetischen Induktion B liegt, also wattlos ist. Wenn nun die Flußdichte des ferromagnetischen Mediums innerhalb des Bereiches des geraden Teiles der Magnetisierungskurve liegt, wird sich die Magnetisierungsstromstärke I_m nach einem Sinusgesetz ändern, wenn der Fluß sinusförmig verläuft. Im Falle höherer Sättigungen aber, für welche die Flußdichte über den geraden Teil der Sättigungskurve (beispielsweise über das Knie) hinausgeht, wird der Magnetisierungsstrom verzerrt. Folglich wird der erregende Strom, den eine aufgezwungene sinusförmige E.M.K. in den Windungen unseres Prüfstückes erzeugt, sich nicht mehr nach einem Sinusgesetz ändern. Das läßt sich aus Figur 6 ersehen, in welcher der Augenblickswert $i/2$ der Stromstärke in der Prüfspule, wie wir ihn aus der Hysteresisschleife erhalten, als Funktion der Zeit gezeichnet ist. Es ist zu beachten, daß der Ohmsche Abfall in der Wickelung als genügend klein angesehen wird, um in dieser Darstellung vernachlässigt zu werden, so daß es möglich ist, anzunehmen, daß die E.M.K. jederzeit der aufgezwungenen Klemmenspannung V des Prüfstücks entgegengesetzt gleich ist. Die Figur zeigt deutlich, daß die zur Erzeugung einer sinusförmigen Welle der Flußdichte erforderliche erregende Stromstärke $i/2$ unsymmetrisch in Bezug auf ihre Maximalordinate ist. Das Maximum der Flußdichte tritt zu derselben Zeit ein, zu welcher der erregende Strom seinen Höchstwert erreicht; das heißt, dieser Strom eilt der induzierten E.M.K. um 90 Zeitgrade voraus, und der aufgezwungenen Spannung im allgemeinen um etwa 90 Zeitgrade nach, während der Schnitt mit der Nullinie eine beträchtliche Voreilung gegenüber dem Nullwerte der Flußdichte anzeigt. Die Welle des erregenden Stromes von technisch gebräuchlicher Frequenz bis zu den höchsten Frequenzen aufwärts, wie sie in der drahtlosen Telegraphie und Telephonie angewandt werden, wird für gewöhnlich durch das Vorhandensein höherer

Oberschwingungen von sehr ausgeprägtem dreifachen Charakter verzerrt. Wie oben angegeben, rührt die Verzerrung hauptsächlich von dem Magnetisierungsstrome I_m her, und entsteht wegen des gekrümmten Teiles der *B-H*-Kurve. Bei Umformern wird diese Verzerrung stark durch den Ladestrom verringert, der, wenn er groß genug ist, die scharf bestimmte Verzerrungskomponente des erregenden Stromes bedeutungslos macht. In unserm Falle indessen, wo man häufig einen geschlossenen magnetischen Kreis verwendet, ist die Verzerrung stark ausgeprägt, und infolgedessen bietet eine Analyse des erregenden Stromes Interesse. Ein Weg, den verzerrten erregenden Strom zu untersuchen, besteht darin, ihn in jene Komponenten zu zerlegen, die mit der induzierten E.M.K. in Phase sind (und die häufig als die Hysteresis- und die Energiekomponente bezeichnet werden), und in eine um 90 Zeitgrade gegen diese verzögerte Komponente (die also mit der magnetischen Induktion B in Phase ist und den Magnetisierungsstrom darstellt). Diese Auflösung des erregenden Stromes zeigt Figur 7, die einen typischen Fall darstellt. Es ist leicht ersichtlich, daß die Verzerrung des erregenden Stromes, wie man sie aus der Hysteresisschleife erhält, hauptsächlich durch die Magnetisierungskurve beeinflußt wird, infolge des Umstandes, daß die Beziehung zwischen B und H keine Proportionalität ist, während die Hysteresisstromwelle eine gute Annäherung an eine Sinuskurve liefert. (Wer von meinen Lesern diesen Gegenstand eingehender zu verfolgen wünscht, wird eine sehr interessante Behandlung der Frage in der Schrift von Steinmetz, „Alternating Current Phenomena“ finden.) In Figur 6 dagegen ist der erregende Strom zerlegt in eine erste Oberschwingung von derselben Energie und demselben Effektivwerte wie die Kurve des erregenden Stromes und in eine Komponente, welche die höheren Oberschwingungen enhält. Die letztere Komponente, die sich aus den höheren Oberschwingungen zusammensetzt, ist wattlos gegenüber der sinusförmigen angelegten Spannung von der Grundfrequenz, und folglich bezeichnet die effektive Wattkomponente $I_w'/2$ der äquivalenten Sinuswelle $i'/2$ die gesamte Energiekomponente des erregenden Stromes und ist dem Hysteresisstrome I_h äquivalent. Der Magnetisierungsstrom I_m setzt sich dann zusammen aus der wattlosen Komponente $I'_{wL}/2$ der äquivalenten Sinuswelle $i'/2$ und dem Effektivwerte $I''/2$, der die höheren Oberschwingungen, hauptsächlich jene von dreifacher Frequenz, enthaltenden Kurve $i''/2$. Dies geht deutlicher aus dem Vektordiagramm in Figur 8 hervor, welche die Konstruktion des Effektivwertes $I/2$ des erregenden Stromes $i/2$ zeigt. Dieser ist nach unserer Annahme

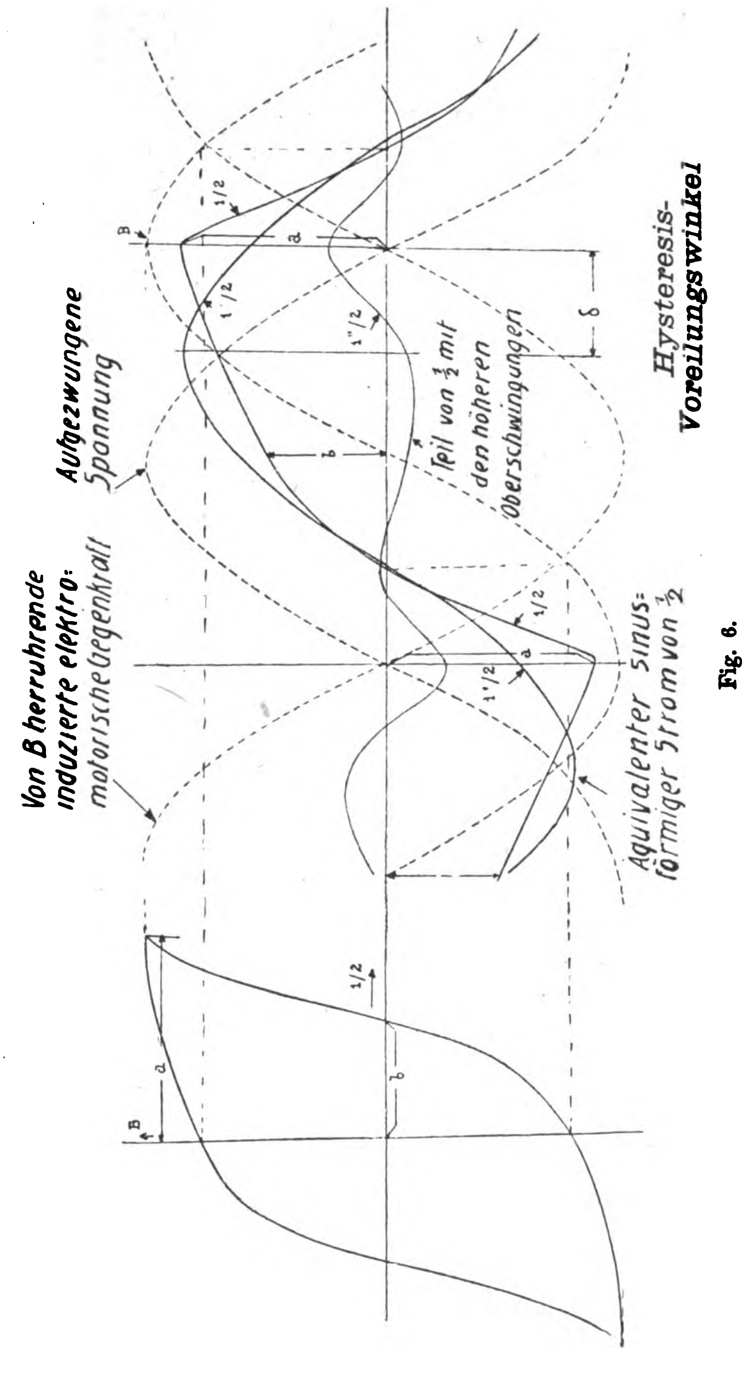

Von B herrührende induzierte elektromotorische Gegenkraft
Aufgezwungene Spannung
Teil von ½ mit den höheren Oberschwingungen
Äquivalenter Sinusförmiger Strom von ½
Hysteresis-Voreilungswinkel
B
a
b
δ
1/2
1'/2
1''/2

Fig. 6.

auch gleich dem Effektivwerte der äquivalenten Sinuskurve. Der Vektor $I/2$ bildet mit dem wahren Magnetisierungsstrome den Winkel δ. Dieser Winkel heißt der Winkel der hysteretischen Phasenvoreilung und bezeichnet den Winkel, um welchen die erste Oberschwingung des erregenden Stromes der sinusförmigen Welle der Flußdichte B voraus-

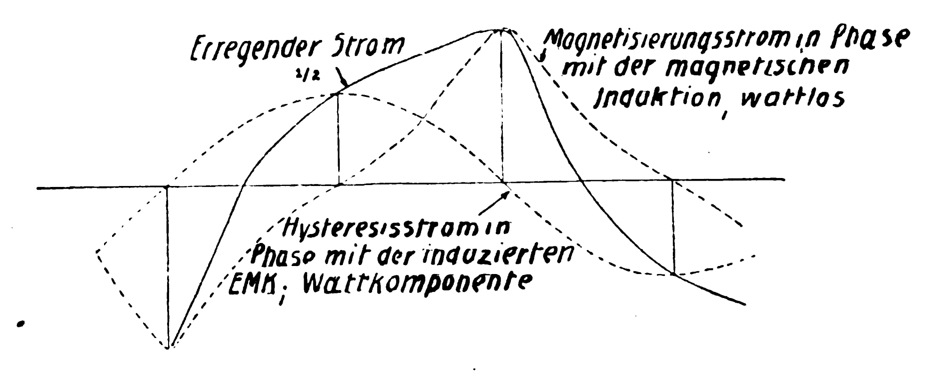


Fig. 7.
Die Figur zeigt, daß die Unsymmetrie des erregenden Stromes größtenteils vom magnetisierenden Strom abhängt und nur wenig vom Hysteresisstrom beeinflußt wird.

eilt. Der Effektivwert des meßbaren Spulenstromes des Prüfstücks wird daher gegeben durch die Beziehung

$$\frac{I}{2} = \sqrt{\left[\frac{I'_w}{2}\right]^2 + \left[\left(\frac{I'_{wL}}{2}\right)^2 + \left(\frac{I''}{2}\right)^2\right]^2} \tag{17}$$

und der in Gleichung (7) eingehende Effektivwert des eigentlichen Magnetisierungsstromes wird

$$\begin{aligned} I_m &= \sqrt{\left[\frac{I'_{wL}}{2}\right]^2 + \left[\frac{I''}{2}\right]^2} \\ &= \sqrt{\left[\frac{I}{2}\right]^2 - \left[\frac{I'_w}{2}\right]^2} \end{aligned} \tag{18}$$

In die Sprache der Technik übersetzt, besagt dies, daß die Energiekomponente den Eisenkern entmagnetisiert. Dies können wir dadurch deutlicher machen, daß wir die Hysteresiskomponente $-I_h$ entgegengesetzt gleich I_h zeichnen. Dann bilden die Vektoren $-I_h$ und $I/2$ den Magnetisierungsstrom I_m. Das Diagramm lehrt uns weiter, daß bei einem Hysteresiseffekt Null der Magnetisierungsstrom mit dem er-

regenden Strome $I/2$ identisch werden würde, obgleich die Welle infolge der veränderlichen Permeabilität μ immer noch unsymmetrisch sein würde.

Die infolge der Hysteresis zerstreute Energie W_h läßt sich, wie weiter unten gezeigt werden soll, auf diese Weise bestimmen. Die

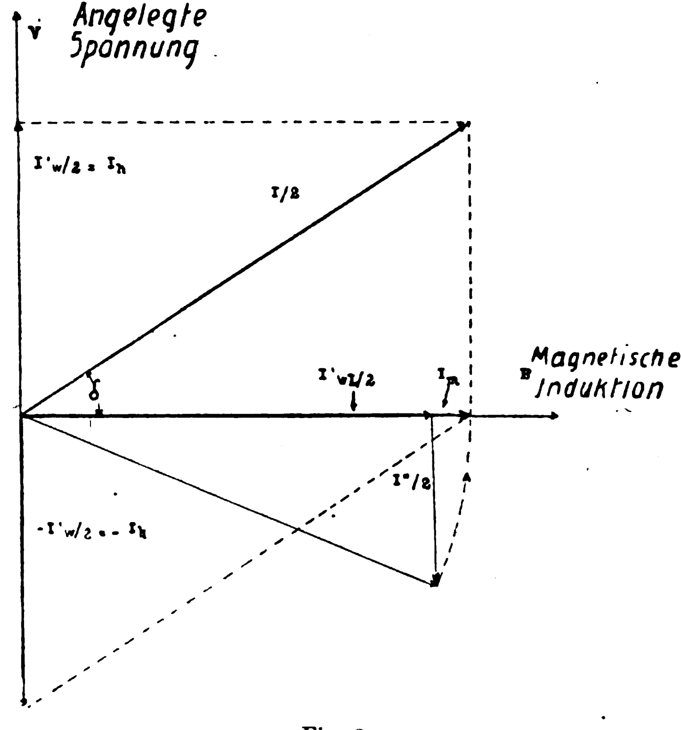


Fig. 8.

Effektivstromstärke $I/2$ erhält man aus dem Amperemeterausschlag der abgeglichenen Anordnung, und die angelegte Klemmenspannung V findet man aus der Beziehung

$$V = \frac{I}{2}\sqrt{r_x^2 + (2\pi f L_x)^2} = \frac{I}{2}\sqrt{[r + r_s]^2 + [2\pi f L_s]^3} \qquad (19)$$

Die Magnetisierungsstromstärke bestimmt man dann nach dem Verfahren:



$$W_h = V \cdot \frac{I}{2} \cos (90 - \delta)$$
$$= V \cdot \frac{I}{2} \sin \delta \qquad (20)$$
$$= V \cdot \frac{I'_w}{2}$$

In Gleichung (18) eingesetzt ergibt dies:

$$I_m = \sqrt{\left[\frac{I}{2}\right]^2 - \left[\frac{W_h}{V}\right]^2} \qquad (21)$$

Diese Gleichung beruht indessen auf der Annahme, daß der Ohmsche Abfall im Prüfstück zu vernachlässigen ist, und infolgedessen bleiben die Verluste durch Wirbelströme unberücksichtigt. Die erste Annahme läßt sich leicht durch Anwendung sogenannten „idealen" Litzendrahtes von geringem Widerstand erfüllen, während die von Wirbelströmen herrührende Wirkung berücksichtigt werden muß, besonders wenn man im Bereich der Radiofrequenzen Ablesungen macht. Bekanntlich verursachen die Wirbelströme gleich der magnetischen Hysteresis eine Voreilung der Stromphase; der Winkel dieser Phasenvoreilung läßt sich aus seinem Sinus berechnen, und dieser wird definiert durch das Verhältnis der absoluten Admittanz des Kreises zur Wirbelstromkonduktanz. Für gut unterteilte Eisenkerne kann die Verzerrung der Stromwelle sehr klein gehalten werden, wie sich durch Untersuchung der Hysteresisschleifen verschiedener lamellierter Proben mittels einer Braunschen Röhre nachweisen läßt. Die Verzerrung der Hysteresisschleife infolge der Wirbelströme entsteht dadurch, daß diese wie Sekundärkreise wirken, und daß infolgedessen ihre Magnetfelder dem Hauptfelde der Spule entgegenwirken. Aus diesem Grunde ist im Falle einer gegebenen magnetisierenden Kraft die gesamte Flußdichte kleiner, wenn Wirbelströme vorhanden sind, als wenn solche fehlen. Hysteresisschleifen, wie sie bei den glänzenden Untersuchungen von Max Wien[1]) und anderer Forscher gefunden worden sind, zeigen diese Wirkung sehr deutlich. Des weiteren weisen die Schleifen abgerundete Ecken auf und sind bei höheren Frequenzen stärker gegen die Achse der magnetisierenden Kraft geneigt, obgleich der Flächeninhalt der Schleife sich mit wachsender Frequenz nur wenig zu ändern scheint. Ein weiterer wichtiger Einfluß der Wirbelströme auf den Hysteresis-

1) Max Wien, Wied. Ann. 1898.

verlust, der besonders bei höheren Frequenzen ausgeprägt ist, besteht darin, daß die Linien der magnetischen Induktion nicht gleichmäßig über den Querschnitt des Eisenkernes verteilt sind.

Nichtsdestoweniger sind die im vorstehenden beschriebenen Versuche keineswegs schwieriger, wenn die Wirkung der Wirbelströme berücksichtigt wird; denn die Welle der Flußdichte (und mit ihr die Wirbelströme) folgt bei einer sinusförmigen Klemmenspannung ebenfalls einem Sinusgesetz. Die Wirbelströme erhöhen einfach die Wattkomponente, und die wattlose Komponente der äquivalenten Sinuswelle der erregenden Stromstärke wegen der höheren Erregungsstromstärke. Das bedeutet, daß die allgemeine Formel der Gleichung (21) durch den Ausdruck

$$I_m = \sqrt{\left[\frac{I}{2}\right]^2 - \left[\frac{W_c}{V}\right]^2} \qquad (22)$$

gegeben wird, und nach einer weiter unten zu gebenden Ableitung kann man die wahre Magnetisierungsstromstärke aus

$$I_m = \sqrt{\left[\frac{I}{2}\right]^2 - \left[\frac{\left(\frac{I}{2}\right)^2 \Delta r_c}{\frac{I}{2}\sqrt{r_x^2 + (2\pi f L_x)^2}}\right]^2}$$

oder

$$I_{m\,(\mathrm{Amp.})} = \frac{I_{(\mathrm{Amp.})}}{2}\sqrt{1 - \frac{(\Delta r_{c(\mathrm{Ohm})})^2}{(r_{(\mathrm{Ohm})} + r_{s(\mathrm{Ohm})})^2 + (2\pi f L_{s(\mathrm{Henry})})^2}} \qquad (23)$$

finden; dies führt zu den Ausdrücken

$$H_{\mathrm{max.}} = 0{,}8875\,\frac{N \cdot I_{(\mathrm{Amp.})}\sqrt{1 - \frac{(\Delta r_{c(\mathrm{Ohm})})^2}{(r_{(\mathrm{Ohm})} + r_{s(\mathrm{Ohm})})^2 + (2\pi f L_{s(\mathrm{Henry})})^2}}}{l_{(\mathrm{cm})}}$$

Gilbert per Zentimeter (24)

und

$$\mu = 0{,}798\,\frac{l_{(\mathrm{cm})}\, L_{s(\mathrm{Henry})}\, 10^8}{N^2 S_{(\mathrm{cm})^2}\sqrt{1 - \frac{(\Delta r_{c(\mathrm{Ohm})})^2}{(r_{(\mathrm{Ohm})} + r_{s(\mathrm{Ohm})})^2 + (2\pi f L_{s(\mathrm{Henry})})^2}}} \qquad (25)$$

Wir sehen somit, daß man für einen Vergleichsproberinng von gegebenem Querschnitt, gegebener Länge des magnetischen Weges und gegebener Windungszahl die maximale Feldstärke $H_{\max}$ und die magnetische Permeabilität μ mit Hilfe der folgenden Formeln berechnen kann:

$$H_{\max} = k_4 \, I_{(\mathrm{Amp.})} \sqrt{1 - \left(\frac{\Delta r_{c\,(\mathrm{Ohm})}}{z_{(\mathrm{Ohm})}}\right)^2} \quad \text{Gilbert per Zentimeter} \tag{26}$$

und

$$\mu = k_5 \frac{L_{s\,(\mathrm{Henry})}}{\sqrt{1 - \left(\frac{\Delta r_{c\,(\mathrm{Ohm})}}{z_{(\mathrm{Ohm})}}\right)^2}} \tag{27}$$

Hier stellt z wiederum den Widerstandsoperator des Prüfstücks dar, und die Konstanten k_4 und k_5 sind durch die Ausdrücke

$$\left.\begin{aligned} k_4 &= 0{,}8875 \, \frac{N}{l_{(\mathrm{cm})}} \\ \text{und} \quad k_5 &= 0{,}798 \times 10^8 \, \frac{l_{(\mathrm{cm})}}{N^2 \, S_{(\mathrm{cm})^2}} \end{aligned}\right\} \tag{28}$$

gegeben.

Bestimmung der Verluste im Eisen.

Wenn das Magnetfeld einer Spule durch ein ferromagnetisches Feld ersetzt wird, steigt die Anzahl der Induktionslinien, und dadurch wird wiederum eine Zunahme des Selbstinduktionskoeffizienten der Spule erforderlich. Da der Fluß nicht so wächst wie der durch die auf einen Eisenkern gewickelte Spule fließende Strom, ist bei einer gegebenen Frequenz der Selbstinduktionskoeffizient keine Konstante, sondern eine Funktion der Stromstärke. Weil der Eisenkern Energie verzehrt, wird der Ohmsche Widerstand der Spule scheinbar zunehmen [Gleichung (8)]. Dies bedeutet, daß die Größe r_x ebenfalls von der Stromstärke abhängt. Die Differentialschaltung ist daher ein bequemes Mittel zur Bestimmung der Verluste im Eisen. Das Verfahren ist einfach folgendes:

Man mißt den Widerstand r'_x des Prüfstücks ohne Eisen mittels eines Gleichstromes. Man stellt den Widerstand der Variometeranordnung durch Regelung des Reihenwiderstandes r auf denselben Wert ein. Dann legt man den gewünschten Hochfrequenzstrom von gegebener Frequenz f an das Differentialsystem an und erhöht r im Variometerzweige um die Größe Δr_f, d. h. so lange, bis man Amplitudenabgleichung erhält. Es ist auch ratsam, zugleich die Phasen der beiden Differentialzweige auszugleichen, indem man $L_s = L_x$ macht, weil sich unter diesen Bedingungen dann die Amplituden leichter gegeneinander abgleichen lassen. Der Zusatzwiderstand Δr_f stellt dann die Zunahme des Ohmschen Widerstandes infolge des Skineffektes dar, die den zusätzlichen Verlust $\Delta r_f (I/2)^2$ erzeugt. Jetzt schaltet man

den Eisenkern in die Spule ein, stellt die Phase durch abermalige Änderung der Vergleichsselbstinduktion ein (d. h. bis $L_{s_c} = L_{x_c}$ wird), wo L_{x_c} den effektiven Selbstinduktionskoeffizienten der Prüfspule bei Anwesenheit von Eisen für eine gegebene Welle und bei einem bestimmten Werte der Stromstärke bezeichnet. Alsdann fügt man den Widerstand Δr_c hinzu, bis man vollständige Abgleichung erreicht. Die Größe Δr_c vertritt dann die Widerstandszunahme infolge des Verlustes im Kern bei einer bestimmten Stromstärke und einer bestimmten Wellenlänge, und dies führt zu folgenden Beziehungen:

$$\begin{aligned} W_c &= \left[\frac{I}{2}\right]^2 \Delta r_c \\ &= W_h + W_e \\ &= \eta \cdot f v B^{\alpha}_{\max} 10^{-7} + \xi f^2 d^2 v B^{\beta}_{\max} 10^{-14} \end{aligned} \qquad (29)$$

wo W_c, W_e und W_h den Gesamtverlust im Kern, den Verlust durch Wirbelströme und den Hysteresisverlust in Watt bezeichnen, η den Hysteresiskoeffizienten, ξ den Wirbelstromkoeffizienten, v das Volumen des Eisens in cm^3, $B_{\max}$ die Höchstzahl der Induktionslinien per cm^3, d die Dicke der Eisenlamellen in Zentimeter bedeutet. Die Exponenten α und β lassen sich durch Beobachtungen bei verschiedenen Flußdichten bestimmen. Die Trennung der Hysteresisverluste von den Wirbelstromverlusten läßt sich in der üblichen Weise ausführen, wenn man Beobachtungen bei derselben Flußdichte bei zwei verschiedenen Frequenzen f_1 und f_2 anstellt und die folgenden Ausdrücke benutzt:

$$\left.\begin{aligned} \frac{W_{c_1}}{f_1} &= \eta v B^{\alpha}_{\max} 10^{-7} + \xi f_1 d^2 v B^{\beta}_{\max} 10^{-14} \\ &= K_1 B^{\alpha}_{\max} + K_2 f_1 B^{\beta}_{\max} \\ &= A + f_1 D \\ \text{und} & \\ \frac{W_{c_2}}{f_2} &= \eta v B^{\alpha}_{\max} 10^{-7} + \xi f_2 d^2 v B^{\beta}_{\max} 10^{-14} \\ &= K_1 B^{\alpha}_{\max} + K_2 f_2 B^{\beta}_{\max} \\ &= A + f_2 D \end{aligned}\right\} \qquad (30)$$

wo A den Hysteresisverlust in Watt per Periode und $f \cdot D$ den Wirbelstromverlust in Watt per Periode bezeichnet. Mithin ist

$$\left.\begin{aligned} A &= \frac{\frac{W_{c_1} \cdot f_2}{f_1} - \frac{W_{c_2} \cdot f_1}{f_2}}{f_2 - f_1} \\ &= 0{,}333 \cdot \frac{W_{c_1} \cdot \lambda_1^{\,2} - W_{c_2} \cdot \lambda_2^{\,2}}{\lambda_1 - \lambda_2} \times 10^8 \\ \text{und} \\ D &= \frac{\frac{W_{c_1}}{f_1} - \frac{W_{c_2}}{f_2}}{f_1 - f_2} \\ &= 0{,}111 \cdot \frac{W_{c_1} \lambda_1^{\,2} \lambda_2 - W_{c_2} \lambda_1 \lambda_2^{\,2}}{\lambda_2 - \lambda_1} \times 10^{-16} \end{aligned}\right\} \quad (81)$$

wo wiederum die Wellenlänge λ in Metern ausgedrückt ist und W_{c_1} und W_{c_2} in Watt angegeben sind.

Praktische Winke für eine geeignete Differentialschaltung. — Eine Erörterung von Störungen und von Mitteln zu deren Beseitigung.

Wie aus der Einleitung ersichtlich ist, bilden die Ähnlichkeit und die symmetrische Anordnung der beiden Differentialspulen eine sehr wichtige Eigenschaft für den geeigneten Bau des Umformers, weil eine Dissymmetrie der Wickelungen die Induktanz und den Widerstand sowie auch die Kapazitätserscheinungen der Primärspulen gegenüber jenen der Sekundärspulen beeinflußt. Wenn diese Faktoren nicht für jede Primärspule durchaus dieselben sind, wird die Phase der Radiofrequenzströme ungleich stark verschoben werden. Alle diese Bedingungen werden durch die Anwendung der sogenannten „idealen" Litzendrähte erfüllt. Ungefähr sechs Windungen in jeder Primärspule mit einem Durchmesser von etwa 15 cm sind zu empfehlen, um alle unnötig großen Umformerverluste zu vermeiden. Dieselbe Windungszahl kann man zweckmäßig für die Sekundärspule des Luftumformers benutzen, wenngleich es ratsam ist, die erforderliche Zahl für einen bestimmten Stromlosigkeitsanzeiger zu ermitteln.

Andere Störungen treten auf infolge der Wirkung der Magnetfelder des Prüfstücks und des Variometers im Sekundärkreise des Umformers, und es ist zuweilen ganz unmöglich, die Wirkungen des Differentialfeldes vollkommen zum Verschwinden zu bringen. Diese Einflüsse lassen sich indessen dadurch beseitigen, daß man die Prüf- und die Vergleichsapparate so anordnet, daß ihre Induktion auf den Umformer und auf den Sekundärkreis einen Mindestwert annimmt.

Durch Wahl langer Zuleitungen auf der einen Seite (zum Umformer hin) werden die oben genannten Störungen praktisch ausgeschaltet.

Weiter ist zu beachten, daß die Induktions- und Kapazitätswirkungen der verschiedenen Teile der Anordnung aufeinander im Bereiche der Radiofrequenzströme, wie sie in der drahtlosen Telegraphie und Telephonie angewandt werden, stark ausgeprägt sind. Zahlreiche Untersuchungen haben gezeigt, daß eine genaue Abgleichung des Differentialsystems ohne äußerste Vorsichtsmaßregeln praktisch unmöglich ist. Aus

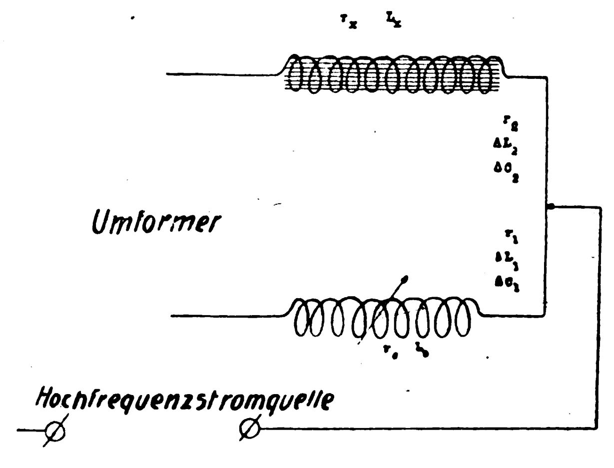


Fig. 9.

diesem Grunde wurde ein (bifilares) Doppelkabel in einer geerdeten Messingröhre für alle Zuleitungen benutzt wie für die Hauptleitungen, welche den Stromlosigkeitsanzeiger mit dem Differentialumformer verbinden. Die eine Klemme der Differentialschaltung ist ebenfalls geerdet (Figur 1), um unnötige Leckströme zu vermeiden.

Es ist ferner interessant, den Fall zu untersuchen, daß der zur Ausgleichung des Verlustes in der Spule benutzte Widerstand merkliche Selbstinduktions- und Kapazitätswirkungen aufweist. Wir wollen die Differentialanordnung der Figur 9 betrachten: Hier hatten die eingeschalteten Widerstände r_1 und r_2 eine Selbstinduktion von bestimmtem Betrage, nämlich ΔL_1 bzw. ΔL_2, sowie eine Kapazität von bestimmtem Werte, nämlich ΔC_1 bzw. ΔC_2. Durch Vergleichung des Prüfstücks mit dem Variometer und diesen Widerständen erhalten wir für die Abgleichungsbedingung:

$$r_x + r_2 + j\left\{\omega\left[L_x + \varDelta L_2\right] - \frac{1}{\omega \varDelta C_2}\right\}$$
$$= r_s + r_1 + j\left\{\omega\left[L_s + \varDelta L_1\right] - \frac{1}{\omega \varDelta C_1}\right\} \tag{32}$$

mithin

$$r_x - r_s = r_1 - r_2 \tag{33}$$

und der imaginäre Teil ergibt das Verhältnis:

$$\frac{L_x}{L_s} = 1 + \frac{1}{L_s}\left[(\varDelta L_1 - \varDelta L_2) + \frac{1}{2\omega}\left(\frac{\varDelta C_1 - \varDelta C_2}{\varDelta C_1 \cdot \varDelta C_2}\right)\right] \tag{34}$$

Hieraus geht hervor, daß die Differenz der Selbstinduktionen, $\varDelta L_1 - \varDelta L_2$, klein gegen die effektive Selbstinduktion des Prüfstücks sein muß. Diese Bedingung wird praktisch durch die Verwendung kurzer Stücke Manganin- oder Konstantandrahtes für die Widerstände r_1 und r_2 befriedigt. Aus Gleichung (33) wird ersichtlich, daß die Messung der Differenz zwischen dem Widerstande des Prüfstücks und jenem des Variometers durch keinerlei Induktions- oder Kapazitätswirkungen der eingeschalteten Abgleichungswiderstände r_1 und r_2 beeinflußt wird. Dies ist ein wesentlicher Vorzug des Differentialverfahrens gegenüber den gewöhnlich angewandten Brückenschaltungen, denn dieselben Induktions- und Kapazitätswirkungen des Widerstandes bringen bei höheren Frequenzen beträchtliche Fehler mit sich, sofern man nicht die bifilare Brücke nach Giebe anwendet. Diese letztere erfordert indessen eine genaue Kenntnis der Kapazität und der Selbstinduktion der Zuleitungen und steht für Messungen, wie sie in der drahtlosen Telegraphie vorkommen, kaum zu Gebote. Der Einfluß der Induktionswirkungen der Widerstände auf die Verlusteinstellung bei Verwendung einer Brückenschaltung läßt sich aus Figur 10 und aus den folgenden Ableitungen ersehen. Wir haben dann als allgemeine Abgleichungsbedingung

$$\frac{r_x + j\,\omega\,L_x}{r_s + j\,\omega\,L_s} = \frac{r_2 + j\,\omega\,\varDelta L_2}{r_1 + j\,\omega\,\varDelta L_1} \tag{35}$$

und, wenn wir den realen und den imaginären Teil voneinander trennen:

$$r_x r_1 - r_s \cdot r_2 = \omega^2\left[L_x \varDelta L_1 - L_s \varDelta L_2\right] \tag{36}$$

$$L_x r_1 - L_s r_2 = r_s \varDelta L_2 - r_x \varDelta L_1 \tag{37}$$

oder

$$\frac{r_x}{r_s} = \frac{r_2}{r_1} + (2\pi f)^2\left[\frac{L_x \varDelta L_1 - L_s \varDelta L_2}{r_1 r_s}\right] \tag{38}$$

$$\frac{L_x}{L_s} - \frac{r_2}{r_1} - \left[\frac{r_x \Delta L_1 - r_s \Delta L_2}{L_s r_1}\right] = 0 \qquad (39)$$

Gleichung (38) zeigt deutlich, daß die Widerstandseinstellung bei höheren Frequenzen beträchtlich beeinflußt wird, wenn sich Induktionswirkungen von r_1 und r_2 zeigen. Das Brückenverfahren ist weiter nicht vorteilhaft, weil vier Zweige induktiv aufeinander wirken. Ferner müssen

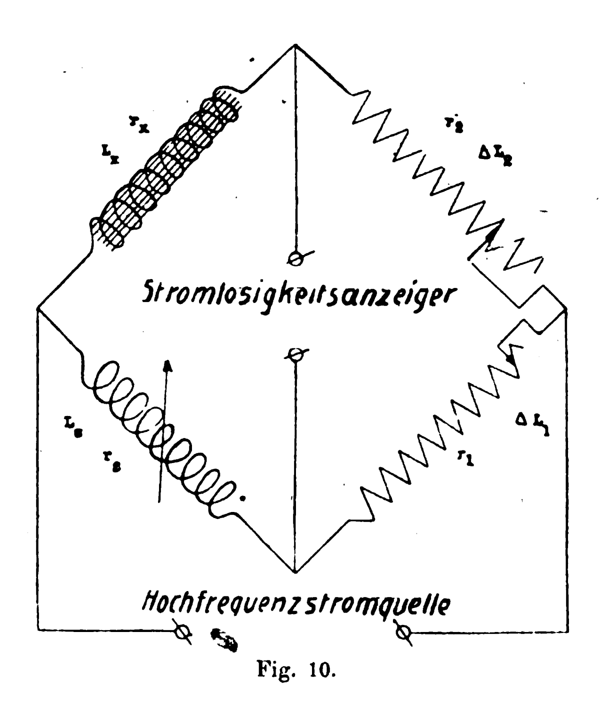


Fig. 10.

für die Abgleichung drei Glieder geändert werden statt nur zweier, und der Schutz des Detektorkreises würde ernstliche Schwierigkeiten verursachen.

Die gewöhnliche Thermoelementanordnung und das Barretersystem sind bequeme Hilfsmittel als Stromlosigkeitsanzeiger, wenn auch für sehr feine Ablesungen die Thermokreuzbrücke zu empfehlen ist.

Ehe wir schließen, dürfte es von Interesse sein, einige Untersuchungen über die Wirkungen der störenden Kapazität des Körpers des Beobachters und dergleichen anzustellen. Zu diesem Zwecke denken wir uns das Prüfstück gegen das Vergleichsnormal abgeglichen. Der Stromlosigkeitsanzeiger wird indessen bei sehr hohen Frequenzen nur

ein bestimmtes Minimum angeben, selbst wenn mit Hilfe eines Kondensators Resonanz im Detektorkreise hergestellt ist. Nehmen wir weiter an, es seien alle obengenannten Vorsichtsmaßregeln angewandt, und die Zuleitungen zum Stromlosigkeitsanzeiger seien gut gegen Störungen der oben erwähnten Art geschützt. Trotzdem wird der Stromlosigkeitsanzeiger einen gewissen mit dem Sekundärkreise des Differentialumformers zusammenhängenden Fluß anzeigen. Die Ursache der Störung kann nur auf Kapazitätswirkungen beruhen; das läßt sich experimentell beweisen. Wenn beispielsweise der Beobachter verschiedene Teile der Differentialanordnung berührte, gab der Telephonempfänger (für derartige Versuche wurde als Stromlosigkeitsanzeiger eine schwingende Detektoranordnung verwendet) im Minimum verschiedene Töne an. Wurde die Hand auf eine der Sekundärklemmen gelegt, so war das Minimum besser. Diese Erscheinung beruht auf Ladungen und Entladungen, die einen von den Primärwindungen des Umformers zu seinen Sekundärwindungen fließenden Leckstrom hervorrufen, und ein solcher vagabundierender Strom fließt von den Windungen des Telephonempfängers durch das Metallgehäuse und die Hand des Beobachters zur Erde. Die Primärspule, die Sekundärspule und die Windungen des Telephonempfängers werden als je ein Pol eines Kondensators betrachtet. Diese Annahme kann man machen, da dieser Fall keine strenge mathematische Behandlung erfahren soll; aber diese Annahme dient nur zur passenden Deutung der Ursache oben genannter Erscheinungen. Angenommen, V_3 sei das Potential der Primärwindungen, V_2 jenes der Sekundärspule, V_1 das Potential der Windungen des Telephonempfängers, und der Körper des Beobachters habe das Potential V_0. Weiter nehmen wir an, C_{32} sei die Kapazität des von der primären und der sekundären Spule des Differentialumformers gebildeten Kondensators und C_{10} jene des von den Windungen des Telephonempfängers und dem Körper des Beobachters gebildeten. Dann fließt von den Primärwindungen des Umformers zu den Sekundärwindungen ein Ladestrom $[V_3 - V_2]\,\omega\, C_{32}$, von dem ein gewisser Teil $[V_1 - V_0]\,\omega\, C_{10}$ durch die Hand zur Erde fließt. Angenommen, wir berühren eine der Sekundärklemmen des Umformers, so bedeutet dies, daß wir sie auf das Potential V_0 bringen. Infolgedessen verschwindet der zweite Störungsstrom, und der erste wird $[V_3 - V_0]\,\omega\, C_{32}$. Man könnte glauben, daß die Zunahme $\{[V_3 - V_0] - [V_3 - V_2]\}\,\omega\, C_{32}$ den Telephonempfänger stärker beeinflussen und den Ton schwächen würde. Wenn wir aber bedenken, daß der Körper (und damit das Potential V_0) mit einer der Sekundärklemmen des Umformers verbunden ist, so sehen

wir ein, daß praktisch der größte Teil des vagabundierenden Stromes durch den Beobachter zur Erde geleitet werden wird. Es würde ein verkehrtes Mittel gegen diese Störungen sein, eine der Sekundärklemmen zu erden, denn damit würde man nur die Empfindlichkeit der Anordnung verringern. Statt dessen benutzte ich zur Handhabung des Gleitwiderstandes eine Glasröhre und zum Drehen der Spulen des Vergleichsvariometers eine Schnur. Auf diese Weise konnte ich den Strom $(V_1 - V_0)\,\omega\,C_{10}$ äußerst klein machen. (Es ist zu beachten, daß für sehr genaue Messungen der Telephonempfänger durch ein Galvanometer zu ersetzen ist.) Der erste Kapazitätsstrom, der von den Primärwindungen zu den Sekundärwindungen fließt, beeinflußte den Telephonempfänger viel stärker. Um diese Störung zu beseitigen, legte ich um die Sekundärwindungen einen Kupferzylinder. Der Zylinder bestand aus emailliertem Kupferdraht. Längs einer Longitudinallinie wurde die Isolierung entfernt und wurden alle Windungen des Zylinders zur Erde abgeleitet. Auf einer gegenüberliegenden Längslinie war der Schutzzylinder geschlitzt, um die dämpfende Wirkung des Umformers nicht allzusehr zu steigern.

Zusammenfassung.

Das beschriebene Verfahren liefert ein bequemes Mittel zur Bestimmung der magnetisierenden Kraft, der entsprechenden Flußdichte und der Permeabilität bei jeder beliebigen Wellenlänge. Wenn man eine Reihe von Ablesungen bei verschiedener Amperewindungszahl und bei einer bestimmten Wellenlänge vornimmt, kann man

a) die Magnetisierungskurve,

b) die Kurve zwischen Permeabilität und Amperewindungszahl

erhalten. Da die vorgeschlagene Anordnung für jede praktisch erhältliche Wellenlänge anwendbar ist, so haben wir damit ein bequemes Mittel, die B_{max}-Werte für sehr lange Wellenlängen mit den bei höheren Frequenzen bestimmten Werten zu vergleichen, und somit einen klaren Einblick in die Skinwirkung eines Eisenkernes zu erhalten.

Auf ähnliche Weise können wir die Permeabilität-Wellenlängenkurve für eine bestimmte Amperewindungszahl finden. Gleichzeitig bestimmt das Verfahren entweder die Gesamtverluste des Prüfstücks oder die Verluste durch den Gleichstromwiderstand, durch den Skineffekt des Leiters, durch die Hysteresis und durch die Wirbelströme im Eisenkern einzeln, und man kann erhalten:

a) die Kurve zwischen Wattzahl per Volumeneinheit und Wellenlänge bei bestimmter Amperewindungszahl,

b) die Kurve zwischen Wattzahl per Volumeneinheit und Flußdichte bei konstanter Wellenlänge,

c) die Kurve zwischen Wattzahl per Volumeneinheit und Dicke der Lamellen bei konstanter Wellenlänge und konstanter Amperewindungszahl; dadurch wird der Forscher in die Lage versetzt, alle Bedingungen festzustellen, die erforderlich sind, um die gewünschten Eigenschaften irgendeines Radiofrequenzapparates zu bestimmen, der ein ferromagnetisches Medium enthält.

Weiter sind wir durch die Gleichungen (14) und (15) imstande, experimentell die Abhängigkeit der magnetisierenden Kraft und der Permeabilität von der Frequenz zu untersuchen.

Zusammenstellung der Bezeichnungen.

α = Hysteresisexponent,

β = Wirbelstromexponent,

B_{max} = maximale magnetische Flußdichte, Anzahl der magnetischen Induktionslinien per Quadratzentimeter,

C_{10}, C_{32}, $\Delta C_1, \Delta C_2$ = Kapazitäten in Farad,

d = Dicke der Lamellen in Zentimetern,

δ = Voreilungswinkel infolge der Hysteresis,

E = Effektivwert der induzierten E.M.K. von N Windungen des Prüfstücks,

E_{av} = Mittelwert der induzierten Spannung einer einzelnen Windung;

η = Hysteresiskonstante,

F = Formfaktor,

f = Frequenz,

Φ_{max} = Höchstwert des Flusses durch die Prüfspule,

Φ_t = zu irgendeiner Zeit t durch die Prüfspule gehender Fluß,

φ = Phasenverschiebung zwischen Klemmenspannung und Stromstärke des Prüfstücks,

H_{max} = Höchstwert der resultierenden Feldstärke in Gilbert per Zentimeter,

I = durch das Differentialsystem fließende Stromstärke,

$I''/2$ = Effektivwert der Stromstärke der Komponente des Erregungsstromes des Prüfstücks mit Einschluß der höheren Oberschwingungen,

I_h = Effektivwert der Hysteresisstromstärke,

I_m = Effektivwert der Magnetisierungskomponente des erregenden Stromes,

$I'_W/2$ = Effektivwert der Energiekomponente der äquivalenten Sinuswelle des erregenden Stromes,

$I'_{WL}/2$ = wattlose Komponente der äquivalenten Sinuswelle,

$i/2$ = Augenblickswert des erregenden Stromes,

$i'/2$ = Augenblickswert der äquivalenten Sinuswelle,

$i''/2$ = Augenblickswert der Komponente der erregenden Stromstärke mit Einschluß aller höheren Oberschwingungen,

$j = \sqrt{1}$ = die imaginäre Einheit,

$K_1, K_2, k_1, k_2, k_3, k_4, k_5$ = Konstanten,

$L_s, L_{sc}, L_x, L_{xc}, L_2, \Delta L_1, \Delta L_2, \Delta L_x$ = Selbstinduktionskoeffizienten in Henry,

l = Länge des magnetischen Weges in Zentimetern,

λ = Wellenlänge in Metern,

μ = magnetische Permeabilität,

N = Windungszahl des Prüfstücks,

r = Reihenwiderstand in Ohm,

r'_x = Gleichstromwiderstand des Prüfstücks,

r''_x = Wechselstromwiderstand des Prüfstücks,

r_x = Widerstand des Prüfstücks unter irgendwelchen Verhältnissen,

Δr_c = durch den Verlust im Kern verursachte Widerstandszunahme des Prüfstücks,

Δr_f = bei der Frequenz f durch den Skineffekt verursachte Widerstandszunahme,

S = Querschnittsfläche des Eisenkernes in Quadratzentimetern,

T = Periode des Radiofrequenzstromes,

V, V_1, V_2, V_3 = Klemmenspannungen,

v = Volumen des Eisenkernes in Kubikzentimetern,

W_c = Gesamtverlust im Kern in Watt,

W_{c_1} = Gesamtverlust im Kern bei der Frequenz f_1 in Watt,

W'_{c_2} = Gesamtverlust im Kern bei der Frequenz f_2 in Watt,

W_e = Verlust im Kern infolge von Wirbelströmen,

W_h = Verlust im Kern infolge der Hysteresis,

ω = Winkelgeschwindigkeit des Radiofrequenzstromes,

ξ = Wirbelstromkonstante,

Z = Widerstandsoperator der Variometer-Widerstandseinrichtung,

Z_x = Widerstandsoperator des Prüfstücks bei Abwesenheit von Eisen,

Z_x' = Widerstandsoperator des Prüfstücks bei Anwesenheit von Eisen.

(Nach Proc. Inst. Radio-Eng. **5** (1), 43—68, Februar 1917, aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingesandt 25. Mai 1917.)

Referate.

Die Induktivität eisenfreier Kreisringspulen.

Von **J. Spielrein.**[1])

Einleitung.

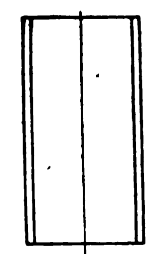
Zum Schutz gegen plötzlich auftretende Überspannungen und Kurzschlußströme werden in der Elektrotechnik öfters eisenfreie Vorschaltdrosselspulen verwendet. Diese Spulen werden gewöhnlich in zwei Formen ausgeführt; entweder als Zylinderspirale oder als Kreisringspirale (vgl. Fig. 1). Für eine zweckmäßige Berechnung dieser Spulen genügt es nicht, die Induktivität als Funktion der Spulenabmessungen zu kennen, sondern es muß auch die Stromverdrängung und vor allem die bei den großen Energiemengen sehr wichtige Erwärmung berücksichtigt werden. Eine vollständige Berechnung der Zylinderspulen ist von F. Emde[2]) durchgeführt worden, und zwar für den Fall einer verschwindenden radialen Dicke.

---

1) Nach Archiv für Elektrot. Bd. 3, Heft 7, 1915. Verlag Julius Springer, Berlin.

2) F. Emde, Zur Berechnung eisenfreier Drosselspulen für Starkstrom, E. u. M. 1912, S. 221.

Die vorliegende Arbeit beschränkt sich auf die Berechnung der Induktivität von Kreisringspulen und auch nur für den Grenzfall einer vernachlässigbaren Höhe s. Der Berechnung ist die zitierte Arbeit von F. Emde zugrunde gelegt. Auch in der Durchführung der Arbeit wurde ich vom Herrn Professor Dr.-Ing. F. Emde durch viele Ratschläge unterstützt.



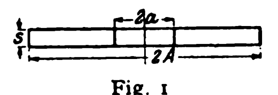


Fig. 1

I. Alte und neue Ausdrücke für die Induktivität von Kreisringspulen.

Für die Induktivität kommt eine große Anzahl von Faktoren in Betracht; die Querschnittsform des Drahtes, die Wicklungshöhe, die Wicklungsbreite, die Isolationsdicke, die Windungszahl. Will man alle diese Faktoren berücksichtigen, so gelangt man selbstverständlich zu sehr komplizierten Formeln, die aber auch nur bei bestimmten vereinfachenden Annahmen (kreisförmige Wicklung, gleichmäßige Stromverteilung) und in einem bestimmten Bereich gelten.

So hat A. Esau[1]) eine Formel abgeleitet unter der Annahme, daß die Spule aus wenigen Windungen mit kreisförmigem Drahtquerschnitt besteht. Die Spirale wird als aus n kreisförmigen Windungen bestehend angenommen. Esaus Ausdruck lautet:

$$L = 4\pi r \left\{ n \left(\ln \frac{r}{\varrho} + 0{,}333 \right) + n(n-1)\left(\ln \frac{8r}{g} - 2 \right) - A' + \frac{g^2}{8r^2}\left[\left(\ln \frac{8r}{g} + 3 \right) \cdot \frac{n^2(n^2-1)}{12} - B' \right] \right\}$$

wo L die gesuchte Induktivität ist,
$2r$ der mittlere Spulendurchmesser,
ϱ der Radius des Drahtquerschnittes,
g die Ganghöhe.

Die Größen A' und B' sind Funktionen von n und einer besonderen Tabelle (a. a. O. S. 215) zu entnehmen. Esau gibt an, daß seine Formel brauchbare Werte ergibt, wenn $ng/2r \leqq 0{,}25$. Bezeichnen wir den inneren Spulenradius mit a, den äußeren mit A, so gilt die Esausche Formel für $a/A \geqq 0{,}6$.

In vielen Fällen kann man die Form des Drahtquerschnittes ver-

1) A. Esau, Über den Selbstinduktionskoeffizienten von Flachspulen. Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie 1911, 5, S. 212.

nachlässigen. Stefan[1]) betrachtet den Wicklungsraum als vollständig von Kupfer erfüllt (vgl. Fig. 1) und stellt einen Ausdruck auf, der mit den hier gewählten Bezeichnungen lautet:

$$L = 2\pi(a + A)n^2 \left\{ \left[1 + \frac{3s^2 + (A - a)^2}{24(A + a)^2} \right] \ln \frac{4(a + A)}{\sqrt{s^2 + (A - a)^2}} - y_1 + \frac{s^2}{4(A + a)^2} y_2 \right\}$$

oder, mit

$$\frac{A - a}{A + a} = \gamma, \quad \frac{s}{A + a} = \eta$$

(γ ist das Verhältnis der Breite zum mittleren Durchmesser, η ist das Verhältnis der Höhe zum mittleren Durchmesser),

$$L = \frac{4\pi A n^2}{1 + \gamma} \left\{ \left[1 + \frac{3\eta^2 + \gamma^2}{24} \right] \ln \frac{4}{\sqrt{\eta^2 + \gamma^2}} - y_1 + \frac{\eta^2}{4} y_2 \right\}.$$

y_1 und y_2, Funktionen von $s/A - a = \eta/\gamma$, sind einer Tabelle zu entnehmen, von der die folgende Probe eine Vorstellung gibt:

s	y_1	y_2
0,00	0,50000	0,1250
0,05	0,54899	0,1269
0,10	0,59243	0,1325
0,15	0,63102	0,1418
0,20	0,72172	0,1548
....	....	......
1,00	0,84834	0,8162

Die Benutzung dieser Formel ist ziemlich zeitraubend. In vielen Fällen könnte man mit einer einfacheren Formel auskommen, sei es, daß keine große Genauigkeit erforderlich ist, oder daß vereinfachende Annahmen zulässig sind.

Für eine ebene Kreisringspule ist die gegebene Vereinfachung, $s = 0$ zu setzen. Die Stefansche Formel wird dann zu

$$L = n^2 A \frac{4\pi}{1 + \gamma} \left[\left(1 + \frac{\gamma^2}{24} \right) \ln \frac{4}{\gamma} - 0{,}5 \right] \tag{1}$$

Diese Formel paßt aber nur für kleine Werte von γ, also für schmale Spulen. Ich habe die Berechnung für ein beliebiges γ, also für $0 \leqq a/A < 1$ durchgeführt. Ich habe

$$L = n^2 A f\left(\frac{a}{A}\right), \quad \frac{a}{A} = \alpha$$

1) Stefan, Über die Berechnung der Induktionskoeffizienten von Drahtrollen. Wiener Sitzungsberichte 88, 2 (1883), S. 1208. Stefan teilt nur das Resultat seiner Rechnung mit.

gesetzt und für die Funktion $f(\alpha)$ folgende Reihenentwicklung gefunden, die für $0 \leqq \alpha < 1$ gilt:

$$\left.\begin{aligned} f(\alpha) = \frac{1}{(1-\alpha)^2}\Bigg\{ & 6{,}9695_7 - \alpha^3\left(9{,}08008 + 30{,}3008 \log \frac{1}{\alpha}\right) \\ & + 8\pi^2\alpha^3\left[\left(\frac{1}{2}\right)^2 \frac{3}{2\cdot 4\cdot 5}\alpha^2 + \left(\frac{1\cdot 3}{2\cdot 4}\right)^2 \cdot \frac{5}{4\cdot 6\cdot 7}\alpha^4 + \ldots\right]\Bigg\} \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

Für $\alpha > 0{,}5$ konvergiert die Reihe zu langsam und kann durch folgende Reihenentwicklung nach steigenden Potenzen von $\gamma = \frac{1-\alpha}{1+\alpha}$ ersetzt werden:

$$\left.\begin{aligned} L = \frac{4\pi n^2 A}{1+\gamma}\Bigg\{ & \left[\ln\left(\frac{4}{\gamma}\right) - \frac{1}{2}\right] + \gamma^2\left[\frac{1}{24}\ln\frac{4}{\gamma} + \frac{43}{288}\right] \\ & + \gamma^4\left[\frac{11}{2880}\ln\frac{4}{\gamma} + \frac{1}{150}\right] + \ldots\Bigg\} \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

Die ersten Glieder dieser Reihe stimmen mit der vereinfachten Stefanschen Formel (1) überein.

Mit Hilfe der Formeln (2) und (3) habe ich für $f(\alpha)$ als Funktion von α die auf S. 494 folgende Tabelle berechnet.

II. Ableitung der neuen Ausdrücke.

a) Vorbereitung. Zur Berechnung der Induktivität machen wir folgende Annahmen:

1. Der Einfluß der Zwischenräume zwischen den einzelnen Windungen wird vernachlässigt, die Spule wird als eine massive, den ganzen Wicklungsraum einnehmende Scheibe betrachtet. Der innere Radius dieser Scheibe sei $= a$, der äußere $= A$, die Höhe $= s$.

2. Die Höhe s ist vernachlässigbar im Vergleich zur Breite $A - a$, die Spule wird als ebene Scheibe angesehen, als Kreisringfläche statt als Hohlzylinder.

3. Die Stromdichte ist gleichförmig. Die Stromlinien sind konzentrische Kreise senkrecht zur Spulenachse.

Zunächst denken wir uns die Spule noch als Hohlzylinder, also körperlich. Es seien $d\tau$ und $d\tau'$ die Volumelemente an zwei beliebigen Punkten der Spule, $\mathfrak{i}$ und $\mathfrak{i}'$ seien die dazugehörenden Vektoren der Stromdichte und R sei der Abstand der beiden Punkte. Da kein Eisen vorhanden ist, ist die Permeabilität $\mu = 1$.

Die magnetische Energie der Spule ist dann gegeben durch

a	$f(a)$	a	$f(a)$	a	$f(a)$
0	6,9696	0,36	14,47	0,68	$26,9_9$
0,05	7,716	0,37	14,76	0,69	$27,5_4$
0,06	7,877	0,38	15,05	0,70	28,09
0,07	8,041	0,39	15,35	0,71	$28,6_9$
0,08	8,209	0,40	15,65	0,72	$29,3_1$
0,09	8,381	0,41	15,95	0,73	$29,9_4$
0,10	8,556	0,42	16,27	0,74	$30,5_9$
0,11	8,735	0,43	16,58	0,75	$31,2_1$
0,12	8,918	0,44	16,91	0,76	$31,9_8$
0,13	9,104	0,45	17,23	0,77	32,6
0,14	9,295	0,46	17,57	0,78	$33,4_6$
0,15	9 488	0,47	17,91	0,79	$34,1_8$
0,16	9,685	0,48	18,26	0,80	$34,9_2$
0,17	9,887	0,49	18,62	0,81	$35,8_1$
0,18	10,09	0,50	18,97	0,82	$36,7_8$
0,19	10,30	0,51	19,34	0,83	$37,6_7$
0,20	10,51	0,52	19,72	0,84	$38,6_4$
0,21	10,73	0,53	20,11	0,85	39,53
0,22	10,95	0,54	20,50	0,86	40,61
0,23	11,17	0,55	20,89	0,87	41,76
0,24	11,40	0,56	21,30	0,88	42,99
0,25	11,63	0,57	$21,7_2$	0,89	44,31
0,26	11,87	0,58	$22,1_5$	0,90	45,74
0,27	12,11	0,59	$22,5_8$	0,91	47,31
0,28	12,36	0,60	$23,0_1$	0,92	49,04
0,29	12,61	0,61	$23,4_7$	0,93	50,97
0,30	12,86	0,62	$23,9_4$	0,94	53,18
0,31	13,11	0,63	$24,4_2$	0,95	55,75
0,32	13,38	0,64	$24,9_1$	0,99	77,65
0,33	13,64	0,65	$25,3_9$	1,00	∞
0,34	13,92	0,66	$25,9_1$		
0,35	14,19	0,67	$26,4_6$		

$$T = \frac{1}{2}\int_\tau d\tau' \int_\tau \frac{d\tau}{R}\,\mathfrak{i}\,\mathfrak{i}' = \frac{\mathfrak{i}^2}{2}\int_\tau d\tau' \int_\tau \frac{d\tau \cos(\mathfrak{i},\mathfrak{i}')}{R}\text{[1]}.$$

Die Integration erstreckt sich über den ganzen Wicklungsraum τ.

Lassen wir die axiale Länge der Spule immer kleiner werden, so erhalten wir im Grenzfall $s = 0$ eine ebene Kreisringfläche. Die Volumintegrale verwandeln sich in Flächenintegrale, die Stromdichte $\mathfrak{i}$ in den Strombelag $\mathfrak{j}$ (Dichte des Flächenstromes). Die Integration erstreckt sich über die halbe Oberfläche F der Spule:

$$T = \frac{\mathfrak{j}^2}{2}\int_F df \int_F \frac{df'}{R}\cos(\mathfrak{j},\mathfrak{j}')$$

1) Abraham-Föppl, Theorie der Elektrizität I, 4. Aufl., S. 247.

Wählen wir Zylinderkoordinaten, so wird

$$d f = r\, d r\, d \varphi, \quad d f' = r'\, d r'\, d \varphi', \quad R^2 = r^2 + r'^2 - 2\, r\, r' \cos(\varphi' - \varphi)$$

und

$$T = \frac{1}{2}\, \mathrm{j}^2 \iint\limits_F r\, d r\, d \varphi \iint\limits_F \frac{r'\, d r'\, d \varphi' \cos(\varphi' - \varphi)}{\sqrt{r^2 + r'^2 - 2\, r\, r' \cos(\varphi' - \varphi)}}\,.$$

Anderseits, wenn L die Induktivität, J den Gesamtstrom und n die Windungszahl bedeutet, ist die magnetische Energie

$$T = \frac{1}{2}\, L\, J^2 = \frac{1}{2} \cdot \frac{L}{n^2} (J\, n)^2 = \frac{1}{2} \frac{L}{n^2}\, \mathrm{j}^2 (A - a)^2$$

Wir bezeichnen mit Emde $L/n^2 = L_1$ als Windungsinduktivität, das ist die Induktivität, welche die Spule bei einer einzigen Windung und derselben Stromverteilung besäße. Die Windungsinduktivität ist numerisch gleich der doppelten magnetischen Energie der Spule bei einer Durchflutung gleich eins, ebenso wie die Induktivität der Spule numerisch gleich ist der doppelten magnetischen Energie bei der Stromstärke eins.

Vergleicht man die zwei Ausdrücke für die magnetische Energie, so erhält man für die Windungsinduktivität

$$\left.\begin{aligned} L_1 &= \frac{1}{(A - a)^2} \iint\limits_F r\, d r\, d \varphi \iint\limits_F \frac{r'\, d r'\, d \varphi' \cos(\varphi' - \varphi)}{\sqrt{r^2 + r'^2 - 2\, r\, r' \cos(\varphi' - \varphi)}} \\ &= \frac{1}{(A - a)^2} \int\limits_a^A r\, d r \int\limits_a^A r'\, d r' \int\limits_0^{2\pi} d \varphi \int\limits_\varphi^{2\pi + \varphi} \frac{d \varphi' \cos(\varphi' - \varphi)}{\sqrt{r^2 + r'^2 - 2\, r\, r' \cos(\varphi' - \varphi)}} \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

Wir setzen $\varphi' - \varphi = 2\, \psi$, $\varphi \equiv \varphi$. Dann wird

$$\int\limits_0^{2\pi} d \varphi \int\limits_\varphi^{2\pi + \varphi} \frac{d \varphi' \cos(\varphi' - \varphi)}{\sqrt{r^2 + r'^2 - 2\, r\, r' \cos(\varphi' - \varphi)}} = \int\limits_0^{2\pi} 2\, d \varphi \int\limits_0^{\pi} \frac{\cos 2\, \psi\, d \psi}{\sqrt{r^2 + r'^2 - 2\, r\, r' \cos 2\, \psi}}$$

$$= 4\, \pi \int\limits_0^{\pi} \frac{(2 \cos^2 \psi - 1)\, d \psi}{\sqrt{(r + r')^2 - 4\, r\, r' \cos^2 \psi}} = 4\, \pi \int\limits_0^{\pi} \frac{(2 \sin^2 \psi - 1)\, d \psi}{\sqrt{(r + r')^2 - 4\, r\, r' \sin^2 \psi}}$$

$$= \frac{8\, \pi}{r + r'} \int\limits_0^{2/\pi} \frac{(2 \sin^2 \psi - 1)\, d \psi}{\sqrt{1 - \frac{4\, r\, r'}{(r + r')^2} \sin^2 \psi}}\,.$$

In (1) eingesetzt ergibt das

$$L_1 = \frac{8\pi}{(A-a)^2}\int_a^A r\,dr\int_a^A \frac{r'\,dr'}{r+r'}\int_0^{\pi/2}\frac{(2\sin^2\psi-1)\,d\psi}{\sqrt{1-\frac{4rr'}{(r+r')^2}\sin^2\psi}} \tag{1'}$$

Wir setzen

$$\frac{4rr'}{(r+r')^2} = k_1^2 \quad \text{und} \quad \int_0^{\pi/2}\frac{(2\sin^2\psi-1)\,d\psi}{\sqrt{1-k_1^2\sin^2\psi}} = Z(k_1) \tag{2}$$

und erhalten somit für die Windungsinduktivität die Formel

$$L_1 = \frac{8\pi}{(A-a)^2}\int_a^A r\,dr\int_a^A \frac{r'\,dr'}{r+r'}\,Z(k_1) = \frac{1}{(A-a)^2}\int_a^A\int_a^A M\,dr\,dr' \tag{3}$$

wo

$$M = \frac{8\pi rr'}{r+r'}\,Z(k_1)$$

gleich der Gegeninduktivität zweier konzentrischer Kreisströme mit den Halbmessern r und r' ist. Dieser Ausdruck für M ist schon von Maxwell abgeleitet worden[1]).

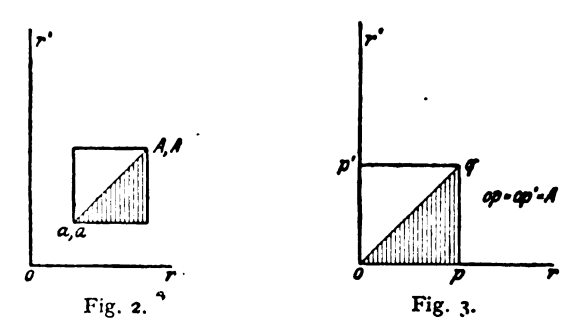


Fig. 2. Fig. 3.

Wählt man r und r' als rechtwinklige Koordinaten, so erhält man L_1 als Mittelwert der Funktion M auf der Fläche des Quadrates $a \leqq r \leqq A$, $a \leqq r' \leqq A$ (vgl. Fig. 2).

b) Vollkreisspule. Wir untersuchten zuerst den Fall $a = 0$. Bei Variation der einzigen Veränderlichen A ändert sich die Form der Spule nicht. Es ist also $L_1/A =$ konst. Diese Konstante wollen wir jetzt bestimmen.

Es wird aus (3) (vgl. Fig. 3)

1) Vgl. Funktionentafeln von Jahnke und Emde S. 76.

$$L_1 = \frac{1}{A^2}\iint\limits_{opqp'} M\, d r\, d r' \, .$$

Die Integrationsfläche $o\,p\,q\,p'$ kann man in $o\,p\,q$ und $o\,p'\,q$ zerlegen. Das Integral über die Fläche $o\,p\,q$ muß gleich sein dem Integral über die Fläche $o\,p'\,q$, weil die Dreiecke $o\,p\,q$ und $o\,p'\,q$ durch Vertauschung von r und r' ineinander übergehen und der Integrand symmetrisch in r und r' ist. Folglich wird

$$L_1 = \frac{2}{A^2}\iint\limits_{opq} M\, d r\, d r' \, .$$

Wir setzen jetzt: $r' = r\,k$, $r = r$.

Das Flächenelement, ausgedrückt in den neuen Variablen r und k, wird $= r\,d\,r\,d\,k$, außerdem wird

$$\frac{r\,r'}{r + r'} = \frac{r\,k}{1+k}, \quad k_1{}^2 = \frac{4\,r\,r'}{(r+r')^2} = \frac{4\,k}{(1+k)^2}$$

Somit

$$\left.\begin{aligned} L_1 &= \frac{2}{A^2}\iint\limits_{opq} M\, r\, d\, r\, d\, k = \frac{16\,\pi}{A^2}\iint\limits_{opq} Z(k_1)\frac{k\,r^2}{1+k}\,d\,k\,d\,r \\ &= \frac{16\,\pi}{A^2}\int\limits_0^1 Z(k_1)\cdot\frac{k\,d\,k}{1+k}\int\limits_0^A r^2\,d\,r = \frac{16}{3}\,\pi\,A\int\limits_0^1 Z(k_1)\frac{k\,d\,k}{1+k} \end{aligned}\right\} \quad (4)$$

Den Integrand kann man durch Anwendung der Landenschen Substitution transformieren [1]):

---

1) Die Landensche Substitution erlaubt, ein elliptisches Integral vom Modul k_1 auf ein elliptisches Integral vom Modul k zu transformieren, wenn $k_1^2 = 4\,k/(1+k)^2$. (Siehe Schlömilch, Kompendium der höheren Analysis, Bd. 2, 1895, S. 310). Für vollständige Integrale wird diese Transformationsformel zu

$$\int\limits_0^{\pi/2}\frac{(\lambda + \mu\sin^2\psi)\,d\,\psi}{\sqrt{1 - k^2\sin^2\psi}} = \frac{1}{1+k}\int\limits_0^{\pi/2}\frac{(\lambda_1 + \mu_1\sin^2\psi)\,d\,\psi}{\sqrt{1 - \frac{4\,k}{(1+k)^2}\sin^2\psi}}$$

wo

$$\mu = \frac{1}{2}\mu_1\,k \quad \text{und} \quad \lambda = \lambda_1 + \frac{1}{2}\mu_1$$

$$\left.\begin{aligned}\frac{1}{1+k} Z(k_1) &= \frac{1}{1+k}\int\limits_0^{\pi/2}\frac{(2\sin^2\psi - 1)\,d\psi}{\sqrt{1-k_1{}^2\sin^2\psi}} \\ &= \int\limits_0^{\pi/2}\frac{k\sin^2\psi\,d\psi}{\sqrt{1-k^2\sin^2\psi}} = \frac{\boldsymbol{K}-\boldsymbol{E}}{k},\end{aligned}\right\} \quad (5)$$

wo

$$\boldsymbol{K} = \int\limits_0^{\pi/2}\frac{d\psi}{\sqrt{1-k^2\sin^2\psi}} \quad \text{und} \quad \boldsymbol{E} = \int\limits_0^{\pi/2}\sqrt{1-k^2\sin^2\psi}\,d\psi$$

die vollständigen elliptischen Integrale erster und zweiter Gattung vom Modul k sind.

Diese Transformation ergibt für die Windungsinduktivität den Ausdruck

$$L_1 = \frac{16}{3}\pi A\cdot\int\limits_0^1(\boldsymbol{K}-\boldsymbol{E})\,dk\,. \quad (6)$$

Zur Berechnung des Zahlenwertes von L_1/A kann man in folgender Weise verfahren:

Es ist

$$\int\limits_0^1\boldsymbol{K}\,dk = \int\limits_0^1 dk\int\limits_0^{\pi/2}\frac{d\psi}{\sqrt{1-k^2\sin^2\psi}} = \int\limits_0^{\pi/2}d\psi\int\limits_0^1\frac{dk}{\sqrt{1-k^2\sin^2\psi}}$$

$$= \int\limits_0^{\pi/2}\frac{d\psi}{\sin\psi}\int\limits_0^{\sin\psi}\frac{d(k\sin\psi)}{\sqrt{1-(k\sin\psi)^2}} = \int\limits_0^{\pi/2}\frac{\psi\,d\psi}{\sin\psi}\,.$$

Wir setzen $tg\,\psi/2 = t$, dann wird

$$\int\limits_0^{\pi/2}\frac{\psi\,d\psi}{\sin\psi} = 2\int\limits_0^1\frac{\operatorname{arctg}(t)}{t}\cdot dt = 2\int\limits_0^1\frac{1}{t}\left(\frac{t}{1}-\frac{t^3}{3}+\frac{t^5}{5}-\dots\right)dt$$

$$= 2\cdot\left(\frac{1}{1^2}-\frac{1}{3^2}+\frac{1}{5^2}-\dots\right).$$

Die Summe der eingeklammerten Reihe ist als „Catalansche Konstante“ bekannt und wird mit G bezeichnet. Es ist $G = 0{,}915965594 17\dots$[1]), und folglich

---

1) Bresse, Comptes Rendus, t. LXIV, 1867, S. 1141. Siehe auch Nielsen, Lehrbuch der unendlichen Reihen (Teubner), S. 137 u. 143. Die Kenntnis dieser Literaturstellen verdanke ich der Freundlichkeit des Herrn Prof. Dr. W. Kutta.

$$\int_0^1 \boldsymbol{K}\,dk = 2\,G = 1{,}83193119\ldots. \qquad (7)$$

Für die elliptischen Integrale $\boldsymbol{K}$ und $\boldsymbol{E}$ gilt die Reihenentwicklung nach steigenden Potenzen von k[1]):

$$\boldsymbol{K} = \sum_{n=0}^{\infty} u_n k^{2n}, \quad \boldsymbol{E} = -\sum_{n=0}^{\infty} u_n \cdot \frac{k^{2n}}{2n-1}, \qquad (8)$$

wo

$$u_n = \left[\frac{1 \cdot 3 \ldots . (2n-1)}{2 \cdot 4 \ldots . 2n}\right]^2 \cdot \frac{\pi}{2}, \quad u_0 = \frac{\pi}{2}.$$

Wir können unter Berücksichtigung von (8) schreiben:

$$2\int_0^k \boldsymbol{E}\,dk = -2\sum_{n=0}^{\infty} \frac{u_n k^{2n+1}}{(2n-1)(2n+2)}$$

$$= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{u_n k^{2n+1}}{2n+1} - \sum_{n=0}^{\infty} \frac{u_n k^{2n+1}}{2n-1} = \int_0^k \boldsymbol{K}\,dk + k\boldsymbol{E}$$

oder

$$2 \cdot \int_0^1 (\boldsymbol{K} - \boldsymbol{E})\,dk = \int_0^1 \boldsymbol{K}\,dk - 1 \cdot \boldsymbol{E}(1) = 2\,G - 1 = 0{,}83193119\ldots, \quad (9)$$

weil $\boldsymbol{E}(1) = 1$.

(Interessant ist, zu bemerken, daß die Beziehung (9) abgeleitet worden ist, ohne den speziellen Wert von u_n zu berückstichtigen, und daher auf jedes Funktionenpaar anwendbar ist, dessen Reihen in der hier angegebenen Beziehung zueinander stehen.)

Aus (6) und (9) finden wir die Konstante

$$\frac{L_1}{A} = \frac{8\pi}{3} \cdot (2G - 1) = 6{,}969\,57\ldots$$

oder

$$L = n^2 A \cdot \frac{8\pi}{3}(2\,G - 1) = n^2 A \cdot 6{,}96957\ldots.$$

Wir haben L so genau bestimmt mit Rücksicht auf die weitere Rechnung. Messen wir die Länge A in Zentimetern, so können wir schreiben

$$L = 6{,}97 \cdot n^2 A \cdot 10^{-9}\,\text{Henry} = 3{,}485 \cdot n^2 \cdot 2\,A \cdot 10^{-9}\,\text{Henry} \qquad (10)$$

---

1) Siehe Funktionentafeln von Jahnke und Emde S. 47.

Die Windungsinduktivität der Vollkreisspule ist numerisch ungefähr gleich dem siebenfachen Radius der Spule.

c) Kreisringspule (breite Spule). Wir gehen jetzt zum allgemeinen Fall $a > 0$ über. In der Formel (3) setzen wir wieder $r' = r k$, $r = r$ und erhalten

$$L_1 = \frac{1}{(A-a)^2}\int_a^A\int_a^A M\, d r\, d r' = \frac{8\pi}{(A-a)^2}\iint_F Z(k_1)\frac{r^2 k}{1+k}\cdot d r\, d k\,, \quad (11)$$

wo F die Fläche des in der Fig. 2 gezeichneten Quadrates ist. Die Integrationsfläche F kann wieder in zwei gleiche Dreiecke zerlegt werden. Das gesuchte Integral ist gleich zweimal dem Integral über das schraffierte Dreieck. Die Kurven $k =$ konst. sind Geraden, die durch den Koordinatenanfangspunkt gehen; bei konstantem k ist das Integrationsintervall für r: $a/k \leqq r \leqq A$. Folglich wird

$$\left.\begin{aligned} L_1 &= 2\cdot\frac{8\pi}{(A-a)^2}\int_{a/A}^1 Z(k_1)\cdot\frac{k\,d k}{1+k}\int_{a/k}^A r^2\,d r \\ &= 2\cdot\frac{8\pi}{(A-a^2)}\left|\frac{A^3}{3}\int_{a/A}^1 Z(k_1)\cdot\frac{k\,d k}{1+k} - \frac{a^3}{3}\int_{a/A}^1 Z(k_1)\cdot\frac{d k}{k^2(1+k)}\right| \end{aligned}\right\}(12)$$

oder mit $a/A = \alpha$,

$$L_1 = \frac{8\pi}{3}\cdot\frac{A}{(1-\alpha)^2}\cdot 2\left\{\int_\alpha^1 Z(k_1)\frac{k\,d k}{1+k} - \alpha^3\int_\alpha^1\frac{Z(k_1)\,d k}{k^2(1+k)}\right\}. \quad (13)$$

Wir transformieren $Z(k_1)$ durch Anwendung der Landenschen Substitution, genau so wie bei (5), und erhalten

$$L_1 = \frac{8\pi A}{3(1-\alpha)^2}\cdot 2\left\{\int_\alpha^1 (\boldsymbol{K}-\boldsymbol{E})\,d k - \alpha^3\int_\alpha^1\frac{(\boldsymbol{K}-\boldsymbol{E})\,d k}{k^3}\right\}. \quad (14)$$

Diesen Ausdruck konnte ich in geschlossener Form nicht integrieren. Wir suchen eine passende Reihenentwicklung:

Zunächst ist unter Berücksichtigung von (9)

$$\left.\begin{aligned} 2\int_\alpha^1(\boldsymbol{K}-\boldsymbol{E})\,d k &= 2\int_0^1(\boldsymbol{K}-\boldsymbol{E})\,d k - 2\int_0^\alpha(\boldsymbol{K}-\boldsymbol{E})\,d k \\ &= 2G - 1 - 2\sum_{n=0}^\infty\frac{u_n\cdot 2n\cdot\alpha^{2n+1}}{(2n-1)2n+1)} \\ &= 0{,}83193\ldots - \pi\left\{\frac{1}{2\cdot 3}\alpha^3 + \left(\frac{1}{2}\right)^2\cdot\frac{3}{4\cdot 5}\alpha^5 + \ldots\right\}. \end{aligned}\right\}(15)$$

Etwas komplizierter ist die Entwicklung des zweiten Integrals:

Wir haben unter Berücksichtigung von

$$u_n = u_{n-1}\left(\frac{2n-1}{2n}\right)^2$$

$$\left.\begin{aligned} K - E &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{u_n \cdot 2n}{(2n-1)} k^{2n} = \sum_{n=1}^{\infty} u_{n-1} \cdot \frac{2n-1}{2n} \cdot k^{2n} \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} u_n \frac{2n+1}{2n+2} k^{2n+2} \end{aligned}\right\} \quad (16)$$

und zerlegen (16) zuerst in folgender Weise:

$$\left.\begin{aligned} 2(K-E) &= 2\sum_{n=0}^{\infty} u_n \left(\frac{2n+1}{2n+2}\right) k^{2n+2} = \sum_{n=0}^{\infty} u_n \left(1 + \frac{2n}{2n+2}\right) \cdot k^{2n+2} \\ &= k^2\left(K + \sum_{n=0}^{\infty} u_n \frac{2n}{2n+2} \cdot k^{2n}\right); \end{aligned}\right\} \quad (16')$$

somit

$$2\int_a^1 \frac{K-E}{k^3}\, dk = \int_a^1 \frac{K}{k}\, dk + \left|\sum_{n=0}^{\infty} u_n \frac{k^{2n}}{2n+2}\right|_a^1. \quad (17)$$

Wir können aber auch schreiben:

$$K - E = \sum_{n=0}^{\infty} u_n \left(1 - \frac{1}{2n+2}\right) k^{2n+2} = k^2 K - k^2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{u_n k^{2n}}{2n+2} \text{ [1]} \quad (16'')$$

Für $k = 1$ geht die Gleichung über in

$$-E(1) = -1 = -\sum_{n=0}^{\infty} \frac{u_n}{2n+2},$$

so daß

$$\left|\sum_{n=0}^{\infty} \frac{u_n k^{2n}}{2n+2}\right|_a^1 = 1 - \frac{\pi}{2}\left\{\frac{1}{2} + \left(\frac{1}{2}\right)^2 \frac{\alpha^2}{4} + \left(\frac{1\cdot 3}{2\cdot 4}\right)^2 \frac{\alpha^4}{6} + \dots\right\}. \quad (18)$$

Ferner haben wir:

1) Hieraus folgt eine zweite Beziehung zwischen K und E

$$2\int \frac{K-E}{k^3}\, dk = \int \frac{K}{k}\, dk + \frac{E-(1-k^2)K}{k^2} \quad (24)$$

nur bei dem speziellen, die elliptischen Integrale charakterisierenden u_n gilt.

$$\left.\begin{aligned}\int_a^1 \frac{K}{k}\,d k &= \int_a^1 \frac{d k}{k}\int_0^{\pi/2}\frac{d\psi}{\sqrt{1-k^2\sin^2\psi}} = \int_0^{\pi/2} d\psi\int_a^1\frac{d k}{k\sqrt{1-k^2\sin^2\psi}}\\ &= \int_0^{\pi/2}\ln\left(\operatorname{tg}\frac{\psi}{2}\right)d\psi - \int_0^{\pi/2}\ln\operatorname{tg}\left[\frac{\arcsin(\alpha\sin\psi)}{2}\right]d\psi\,^{1)}\end{aligned}\right\}(19)$$

und

$$\int_0^{\pi/2}\ln\left(\operatorname{tg}\frac{\psi}{2}\right)d\psi = \left|\psi\ln\left(\operatorname{tg}\frac{\psi}{2}\right)\right|_{\psi=0}^{\psi=\pi/2} - \int_0^{\pi/2}\frac{\psi\,d\psi}{\sin\psi} = -2G,$$

$$\ln\operatorname{tg}\left[\frac{\arcsin(\alpha\sin\psi)}{2}\right] = \ln\frac{\alpha\sin\psi}{1+\sqrt{1-\alpha^2\sin^2\psi}},$$

$$-\int_0^{\pi/2}\ln(\alpha)\,d\psi = \frac{\pi}{2}\ln(1/\alpha),\quad -\int_0^{\pi/2}\ln(\sin\psi)\,d\psi = \frac{\pi}{2}\ln 2 \quad \text{(Euler)},$$

$$\int_0^{\pi/2}\ln(1+\sqrt{1-\alpha^2\sin^2\psi})\,d\psi$$

$$= \int_0^{\pi/2}\left[\ln 2 - \left\{\frac{1}{2}\cdot\frac{(\alpha\sin\psi)^2}{2} + \frac{1\cdot 3}{2\cdot 4}\cdot\frac{(\alpha\sin\psi)^4}{4} + \ldots\right\}\right]d\psi$$

$$= \frac{\pi}{2}\ln 2 - \frac{\pi}{2}\left[\left(\frac{1}{2}\right)^2\cdot\frac{\alpha^2}{2} + \left(\frac{1\cdot 3}{2\cdot 4}\right)^2\cdot\frac{\alpha^4}{4} + \ldots\ldots\right].^{2)}$$

Zusammengefaßt:

$$\int_a^1 \frac{K}{k}\,d k = \pi\ln 2 - 2G + \frac{\pi}{2}\ln\left(\frac{1}{\alpha}\right) - \sum_{n=1}^{\infty}\frac{u_n\alpha^{2n}}{2n}. \qquad (19')$$

Wir sind jetzt in der Lage, die Entwicklung für das Integral (17) unter Berücksichtigung von (18) und (19′) hinzuschreiben:

---

1) Man setzt $k\sin\psi = \sin\varphi$; dann wird

$$\int_a^1\frac{d k}{k\sqrt{1-k^2\sin^2\psi}} = \int_{\arcsin(a\sin\psi)}^{\psi}\frac{d\varphi}{\sin\varphi} = \left|\ln\left(\operatorname{tg}\frac{\varphi}{2}\right)\right|_{\varphi=\arcsin(a\sin\psi)}^{\varphi=\psi}$$

2) Es ist

$$\int_0^{\pi/2}\sin^{2n}\psi\,d\psi = \frac{1\cdot 3\ldots\ldots(2n-1)}{2\cdot 4\ldots\ldots 2n}\cdot\frac{\pi}{2}$$

$$2\int_{\alpha}^{1} \frac{K - E}{k^3} dk = \pi \ln 2 - 2G + 1 - \frac{\pi}{4} + \frac{\pi}{2} \ln\left(\frac{1}{\alpha}\right) - \sum_{n=1}^{\infty} u_n \left(\frac{1}{2n} + \frac{1}{2n+2}\right) \alpha^{2n}. \quad (20)$$

Die Ausdrücke (15) und (20) liefern die Reihenentwicklung für die Induktivitätsformel (14):

$$\begin{aligned} L_1 = \frac{8\pi}{3} \cdot \frac{A}{(1-\alpha)^2} \cdot \Bigg\{ 2G - 1 - \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2u_n 2n \cdot \alpha^{2n+1}}{(2n-1)(2n+1)} \\ - \alpha^3 \left[\pi \ln 2 - 2G + 1 - \frac{\pi}{4} + \frac{\pi}{2} \ln \frac{1}{\alpha} - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2u_n(2n+1)}{2n(2n+2)} \alpha^{2n} \right] \Bigg\} \\ = \frac{A}{(1-\alpha)^2} \Bigg\{ 6{,}96957 - \alpha^3 \Bigg[9{,}08008 + 30{,}3008 \log\left(\frac{1}{\alpha}\right) \\ - 8\pi^2 \left\{ \left(\frac{1}{2}\right)^2 \cdot \frac{8}{2 \cdot 4 \cdot 5} \alpha^2 - \left(\frac{1 \cdot 3}{2 \cdot 4}\right)^2 \frac{5}{4 \cdot 6 \cdot 7} \alpha^4 + \ldots \right\} \Bigg] \Bigg\} \\ = \frac{A}{(1-\alpha)^2} \Bigg\{ 6{,}96957 - \alpha^3 \left(30\,3008 \log \frac{1}{\alpha} + 9{,}08009 \right) \\ + 1{,}48044\,\alpha^5 + 0{,}33045\,\alpha^7 + 0{,}12494\,\alpha^9 + 0{,}06038\,\alpha^{11} \\ + 0{,}0337\,\alpha^{13} + \ldots \Bigg\}. \end{aligned} \quad (21$$

Für $\alpha \leqq 0{,}5$ braucht man nur die ersten drei Glieder dieser Reihe zu berücksichtigen, wenn man sich mit einem Fehler $< 0{,}5\,^0/_0$ begnügt. Um interpolieren zu können, mußte die Genauigkeit viel weiter getrieben werden. Trotzdem wird diese Entwicklung in der Nähe von $\alpha = 1$ unbrauchbar, so daß wir für $0{,}5 \leqq \alpha \leqq 1$ eine andere Entwicklung suchen müssen.

d) Schmale Spulen. (Entwicklung für $0{,}5 \leqq \alpha < 1$.)

Es sei

$$\gamma = \frac{A - a}{A + a} = \frac{1 - \alpha}{1 + \alpha}.$$

Für $0{,}5 \leqq \alpha \leqq 1$ ist $0 \leqq \gamma \leqq 0{,}333\ldots$ Wir suchen den Ausdruck (13) für L_1 nach γ zu entwickeln und setzen dazu

$$k = \frac{1 - k'}{1 + k'}; \quad (22)$$

dann wird

$$1 + k = \frac{2}{1 + k'}, \quad \frac{dk}{1+k} = -\frac{dk'}{1+k'} \tag{22a}$$

$$\left.\begin{aligned} \frac{k\,dk}{1+k} &= -\frac{(1-k')\,dk'}{(1+k')^2}\,^{1)} \\ \frac{dk}{k^2(1+k)} &= -\frac{(1+k')\,dk'}{(1-k')^2}\,^{1)}. \end{aligned}\right\} \tag{22b}$$

Hiermit wird

$$\left.\begin{aligned} L_1 &= \frac{8\pi}{3}\frac{A}{(1-\alpha)^2}\cdot 2\left\{\int_a^1 Z(k_1)\cdot\frac{k\,dk}{1+k} - \alpha^3\int_a^1 \frac{Z(k_1)\,dk}{k^2(1+k)}\right\} \\ &= \frac{8\pi}{3}\cdot\frac{A}{\left(\frac{2\gamma}{1+\gamma}\right)^2}\cdot 2\left\{\int_0^\gamma Z(k_1)\cdot\frac{(1-k')\,dk'}{(1+k')^2}\right. \\ &\qquad\left. - \left(\frac{1-\gamma}{1+\gamma}\right)^3\int_0^\gamma Z(k_1)\cdot\frac{(1+k')\,dk'}{(1-k')^2}\right\} \end{aligned}\right\} \tag{23}$$

und, wenn man im zweiten Integrale k' durch $-k'$ ersetzt

$$\begin{aligned} &= \frac{2\pi}{3}\cdot\frac{A}{\gamma^2(1+\gamma)}\cdot 2\left\{(1+\gamma)^3\int_0^\gamma Z(k_1)\cdot\frac{(1-k')\,dk'}{(1+k')^2}\right. \\ &\qquad\left. + (1-\gamma)^3\int_0^{-\gamma} Z(k_1)\cdot\frac{(1-k')\,dk'}{(1+k')^2}\right\} \\ &= \frac{2\pi}{3}\cdot\frac{A}{\gamma^2(1+\gamma)}\cdot\{\Psi(\gamma) + \Psi(-\gamma)\}, \end{aligned}$$

wo

$$\Psi(\gamma) = (1+\gamma)^3\cdot 2\int_0^\gamma Z(k_1)\cdot\frac{(1-k')\,dk'}{(1+k')^2}.$$

Wir wollen jetzt $\Psi(\gamma)$ berechnen. Zuerst schreiben wir:

$$Z(k_1) = \int_0^{\pi/2}\frac{2\sin^2\psi - 1}{\sqrt{1 - k_1^2\sin^2\psi}}\,d\psi = 2\,\frac{(\boldsymbol{K}_{k_1} - \boldsymbol{E}_{k_1})}{k_1^2} - \boldsymbol{K}_{k_1},$$

1) Durch Vertauschung von k' mit $-k'$ gehen die rechten Seiten dieser Ausdrücke ineinander über (abgesehen vom Vorzeichen), ebenso wie die linken Seiten durch Vertauschung von k mit $1/k$.

wo $\boldsymbol{K}k_1$ und $\boldsymbol{E}k_1$ die elliptischen Integrale vom Modul k_1 sind. Wir sehen sofort, daß

$$k' = \frac{1-k}{1+k} = \sqrt{1 - \frac{4\,k}{(1+k)^2}} = \sqrt{1 - k_1{}^2}$$

der zu k_1 komplementäre Modul ist, und suchen zunächst

$$Z(k_1) = \frac{1}{1-k'^2} \cdot [(1+k'^2)\,\boldsymbol{K}k_1 - 2\,\boldsymbol{E}k_1]$$

nach steigenden Potenzen von k' zu entwickeln. Für $\boldsymbol{E}k_1$ und $\boldsymbol{K}k_1$ gelten die Reihenentwicklungen nach komplementärem Modul[1])

$$\boldsymbol{K}k_1 = \alpha_0 + \left(\frac{1}{2}\right)^2 \alpha_2\, k'^2 + \left(\frac{1\cdot 3}{2\cdot 4}\right)^2 \alpha_4\, k'^4 + \ldots\ldots,$$

wo

$$\alpha_0 = \ln\left(\frac{4}{k'}\right),\quad \alpha_2 = \alpha_0 - 1,\quad \alpha_4 = \alpha_2 - \frac{2}{3\cdot 4},\quad \alpha_6 = \alpha_4 - \frac{2}{5\cdot 6}$$

und

$$-\,2\,\boldsymbol{E}k_1 = -\,2\left[1 + \frac{1}{2}\beta_2\, k'^2 + \left(\frac{1}{2}\right)^2 \cdot \frac{3}{4}\beta_4\, k'^4 + \left(\frac{1\cdot 3}{2\cdot 4}\right)^2 \cdot \frac{5}{6}\beta_6\, k'^6 + \ldots\ldots\right],$$

wo

$$\beta_2 = \ln\left(\frac{4}{k'}\right) - \frac{1}{1\cdot 2},\quad \beta_4 = \beta_2 \frac{1}{1\cdot 2} - \frac{1}{3\cdot 4},\quad \beta_6 = \beta_4 - \frac{1}{3\cdot 4} - \frac{1}{5\cdot 6}.$$

Hieraus berechnen wir

$$\begin{aligned}(1+k'^2)\,\boldsymbol{K}k_1 - 2\,\boldsymbol{E}k_1 &= \alpha_0 - 2 + k'^2\left[\left(\frac{1}{2}\right)^2 \alpha_2 - \alpha_0 - \beta_2\right] \\ &\quad + k'^4 \cdot \left(\frac{1}{2}\right)^2 \cdot \left[\frac{3}{4}\left(\frac{3}{4}\alpha_4 - 2\,\beta_4\right) + \alpha_2\right] \\ &\quad + k'^6 \cdot \left(\frac{1\cdot 3}{2\cdot 4}\right)^2 \left[\frac{5}{6}\left(\frac{5}{6}\alpha_6 - 2\,\beta_6\right) + \alpha_4\right] + \ldots\ldots \\ &= -\,2 + \ln\left(\frac{4}{k'}\right) + \frac{1}{2^2}\cdot\left(\ln\frac{4}{k'} + 1\right) k'^2 + \left(\frac{1}{2}\right)^2 \cdot \frac{1}{4^2}\cdot\left(\ln\frac{4}{k'} - 1 + \frac{1}{2}\right) k'^4 \\ &\quad + \left(\frac{1\cdot 3}{2\cdot 4}\right)^2 \frac{1}{6^2}\left(\ln\frac{4}{k'} - 1 - \frac{2}{3\cdot 4} + \frac{1}{3}\right) k'^6 \\ &\quad + \left(\frac{1\cdot 3\cdot 5}{2\cdot 4\cdot 6}\right)^2 \cdot \frac{1}{8^2}\cdot\left(\ln\frac{4}{k'} - 1 - \frac{2}{3\cdot 4} - \frac{2}{5\cdot 6} + \frac{1}{4}\right) k'^8 + \ldots\end{aligned}$$

und

---

1) Siehe Schlömilch, Kompendium der höheren Analysis, Bd. 2, S. 322.

$$Z(k_1)\cdot\frac{1-k'}{(1+k')^2}=\frac{1-k'}{(1+k')^2(1-k'^2)}\left[(1+k'^2)\,\boldsymbol{K}_{k_1}-2\,\boldsymbol{E}_{k_1}\right]$$

$$=\frac{1}{(1+k')^3}\cdot\left\{-2+\ln\frac{4}{k'}+\ldots\ldots\right\}.$$

Nun ist

$$\frac{1}{(1+k')^3}=\frac{1}{2}\left\{1\cdot 2-2\cdot 3\,k'+3\cdot 4\cdot k'^2-\ldots\ldots\right\}$$

und folglich

$$\Psi(\gamma)=(1+\gamma)^3\int_0^\gamma\{1\cdot 2-2\cdot 3\,k'+\ldots\ldots\}\times\left\{-2+\ln\frac{4}{k'}\right.$$

$$\left.+\frac{1}{4}\left(\ln\frac{4}{k'}+1\right)k'^2+,\ldots\right\}dk'$$

$$=(1+\gamma)^3\int_0^\gamma\left\{2\ln\frac{4}{k'}-4-k'\left[6\ln\frac{4}{k'}-12\right]+k'^2\left[\frac{25}{2}\ln\frac{4}{k'}-\frac{47}{2}\right]\right.$$

$$-k'^3\left[\frac{43}{2}\ln\frac{4}{k'}-\frac{77}{2}\right]+k'^4\left[\frac{1057}{32}\ln\frac{4}{k'}-\frac{3649}{64}\right]$$

$$\left.-k'^5\left[\frac{1507}{32}\ln\frac{4}{k'}-\frac{5059}{64}\right]+\ldots\right\}\times dk',$$

Da aber

$$\int_0^\gamma k'^n\ln\left(\frac{4}{k'}\right)dk'=\frac{\gamma^{n+1}}{n+1}\left(\ln\frac{4}{\gamma}+\frac{1}{n+1}\right),$$

so wird

$$\Psi(\gamma)=(1+3\gamma+3\gamma^2+\gamma^3)\times\left\{2\gamma\left[\ln\frac{4}{\gamma}-1\right]-3\gamma^2\left[\ln\frac{4}{\gamma}-\frac{3}{2}\right]\right.$$

$$+\gamma^3\left[\frac{25}{6}\ln\frac{4}{\gamma}-\frac{116}{18}\right]-\gamma^4\left[\frac{43}{8}\ln\frac{4}{\gamma}-\frac{265}{32}\right]$$

$$\left.+\gamma^5\left[\frac{1057}{160}\ln\frac{4}{\gamma}-\frac{16131}{1600}\right]-\gamma^6\left[\frac{1507}{192}\ln\frac{4}{\gamma}-\frac{13670}{1152}\right]+\ldots\right\}.$$

Wir brauchen nur die Koeffizienten von geraden Potenzen von γ zu berechnen und erhalten

$$\Psi(\gamma)=\gamma[\,]+\gamma^2\left[3\ln\frac{4}{\gamma}-\frac{3}{2}\right]+\gamma^3[\,]+\gamma^4\left[\frac{1}{8}\ln\frac{4}{\gamma}+\frac{43}{96}\right]$$

$$+\gamma^5[\,]+\gamma^6\left[\frac{11}{960}\ln\frac{4}{\gamma}+\frac{1}{50}\right]+\ldots$$

$$\left.\begin{aligned}\frac{\Psi(\gamma)+\Psi(-\gamma)}{2} &= \gamma^2\left[3\ln\frac{4}{\gamma}-\frac{3}{2}\right]+\gamma^4\left[\frac{1}{8}+\frac{43}{96}\right] \\ &\quad+\gamma^6\left[\frac{11}{960}\ln\frac{4}{\gamma}+\frac{1}{50}\right]+\ldots,\end{aligned}\right\}\quad(24)$$

so daß aus (23), (24)

$$\left.\begin{aligned}L_1 = \frac{4\pi}{3}\cdot\frac{A}{1+\gamma}\cdot\Bigg\{&\left[3\ln\frac{4}{\gamma}-\frac{3}{2}\right]+\gamma^2\left[\frac{1}{8}\ln\frac{4}{\gamma}+\frac{43}{96}\right] \\ &+\gamma^4\left[\frac{11}{960}\ln\frac{4}{\gamma}+\frac{1}{50}\right]+\ldots\Bigg\}\end{aligned}\right\}\quad(25)$$

$$= \frac{A}{1+\gamma}\cdot\Bigg\{11{,}13750_3+28{,}9351_{38}\log\frac{1}{\gamma}$$

$$+\gamma^2\left(1{,}2056\log\frac{1}{\gamma}+2{,}60206\right)+\gamma^4\left(0{,}110_5\log\frac{1}{\gamma}+0{,}150_{31}\right)+\ldots\Bigg\}$$

Wir wollen jetzt zwei Stichproben machen, um zu kontrollieren, ob die Formeln (21) und (25) übereinstimmende Werte liefern.

1. Für $\alpha = 0{,}5$. Aus Formel (21): $L_1 = 18{,}9740 \cdot A$
Aus Formel (25): $L_1 = 18{,}9740 \cdot A$

2. Für $\alpha = 0{,}6$. Aus Formel (21): $L_1 = 23{,}0135_5 \cdot A$
Aus Formel (25): $L_1 = 23{,}0136_3 \cdot A$

Die Übereinstimmung ist vollständig befriedigend, die Abweichung 00,00008 $\cdot A$ im zweiten Fall rührt daher, daß für $\alpha = 0{,}6$ die Reihe

α	$f(\alpha)$
0	6,969573
0,05	7,715806
0,10	8,555811
0,15	9,487594
0,20	10,51246
0,25	11,63398
0,30	12,85776
0,35	14,19157
0,40	15,64577
0,45	17,2339
0,50	18,9740
0,55	20,8897
0,60	23,01363
0,65	25,39097
0,70	28,08799
0,75	31,20646
0,80	34,91552
0,85	39,52880
0,90	45,74241
1,00	∞

(21) schon sehr langsam konvergiert. Rechnet man für **breite Spulen** ($0 \leqq \alpha \leqq 0.5$) mit der Formel (21) und für schmale Spulen **($0{,}5 < \alpha < 1$)** mit der Formel (25), so kann man für $L_1/A = f(\alpha)$ **eine Tabelle aufstellen** mit einem Fehler kleiner als 0,0005 °/₀ [1]).

Durch Interpolation erhalten wir dann die Tabelle **für ein Intervall** von 0,01. (Für $0{,}90 < \alpha < 1{,}0$ sind die entsprechenden **Werte von** $f(\alpha)$ direkt berechnet worden.)

Es gilt dann $$L = n^2 A \cdot f(\alpha).$$

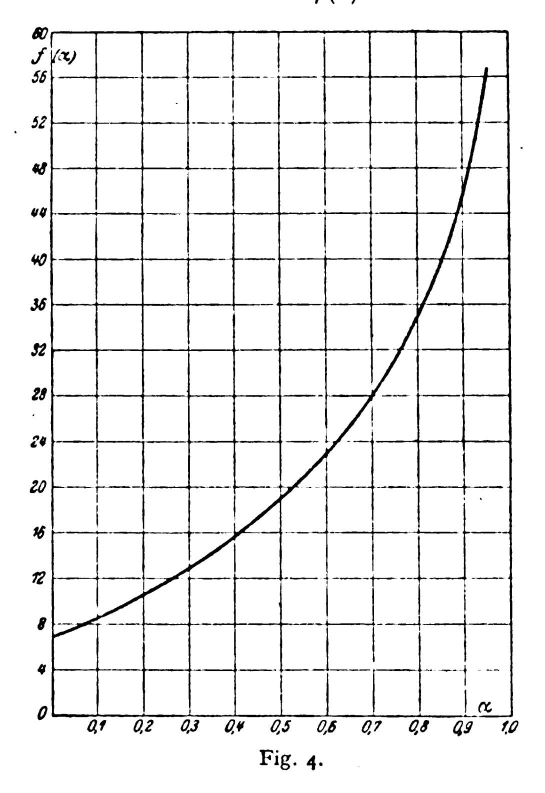


Fig. 4.

III. Gültigkeit der neuen Ausdrücke.

a) Allgemeine Betrachtungen. Wir haben unsere **Induktivitätsformel** unter der Voraussetzung $s = 0$ abgeleitet. **In Wirklichkeit**

---

1) Die Berechnung habe ich mit einer Rechenmaschine **„Millionär“** durchgeführt, die Herr Prof. Dr.-Ing. Rob. Weyrauch **freundlichst zur** Verfügung gestellt hatte.

aber besitzt die Spule eine endliche Höhe, deren Vernachlässigung einer Vergrößerung der Induktivität entspricht. Anderseits liegen die einzelnen Windungen der Spule nicht ganz dicht nebeneinander, sie sind durch Luft und andere Isoliermittel getrennt. Wenn man zwei Spulen von gleichen Dimensionen und Windungszahlen vergleicht, die eine ganz dicht gewickelt, die andere mit Zwischenräumen zwischen den einzelnen Windungen, so kann man nicht ohne weiteres sagen, welche von den beiden Spulen die größere Induktivität besitzt. Im Grenzfall, wenn die radiale Dicke jeder Windung unendlich klein wird (immer unter der Voraussetzung $s = 0$), besitzt die Spule trotz der endlichen Windungszahl eine unendlich große Induktivität. Man kann wohl annehmen, daß in den meisten Fällen die Vernachlässigung der Zwischenräume einer Verkleinerung der Induktivität entspricht.

Diese zwei Vernachlässigungen rufen somit Fehler hervor, die sich einigermaßen aufheben. Die zahlenmäßige Prüfung der Zulässigkeit dieser Vernachlässigungen muß experimentell durchgeführt werden. Ohne die vollständige Prüfung durchzuführen, wollen wir unsere Formel mit den schon vorhandenen vergleichen.

b) Vergleich mit der Stefanschen Formel. Die Stefansche Formel ist nur für schmale Spulen gültig. Wir wählen deshalb zum Vergleich eine Spule von folgenden Dimensionen:

$$2\,A = 110 \text{ cm} \qquad 2\,a = 90 \text{ cm} \qquad n = 100.$$

Wir vernachlässigen zunächst die Höhe s der Spule und berechnen die Induktivität nach unserer Formel:

Es wird $\alpha = 90/110 = 0{,}8181 \ldots$ und aus unserer Tabelle:

$$\left.\begin{aligned} f(0{,}81) &= 35{,}8_1 \\ f(0{,}82) &= 36{,}7 \end{aligned}\right\} f(0{,}818) = 36{,}5$$

so daß

$$L = 100^2 \cdot 55 \cdot 36{,}5 = 20{,}07 \cdot 10^6 \text{ „cm“} = 20{,}07 \text{ Millihenry.}$$

Da die Induktivität der Spule unter Vernachlässigung der Höhe s berechnet worden ist, so ist es klar, daß bei großen Werten von s die Formel nur ganz rohe Näherungswerte liefert. So können wir z. B. für eine Spule vom quadratischen Querschnitt

$$s = A - a = 10 \text{ cm}$$

den wirklichen Wert der Induktivität aus der Stefanschen Formel berechnen:

Es ist $s/(A - a) = 1$, also aus der von Stefan berechneten Tabelle:

$$y_1 = 0{,}84834, \quad y_2 = 0{,}8162$$

und

$$L = 2\pi \cdot (45 + 55) \cdot 400^2 \left\{ \left[1 + \frac{3 \cdot 10^2 + 10^2}{24\,(45 + 55)^2} \right] \ln \frac{4\,(45 + 55)}{\sqrt{10^2 + 10^2}} - 0{,}84834 + \frac{100}{4 \cdot 100^2} \cdot 0{,}8162 \right\}$$

$$= 15{,}7 \cdot 10^6 \text{ „cm"} = 15{,}7 \text{ Millihenry,}$$

was einen Unterschied von beinahe 25 $^0/_0$ bedeutet. Für solche Spulen paßt also unsere Formel nicht, es werden aber auch keine Drosselspulen von solcher Form gebaut, weil die Abkühlungsverhältnisse sehr ungünstig wären.

Wir nehmen jetzt einen der Wirklichkeit näher kommenden Fall:

$$s = 1 \text{ cm} \quad \frac{s}{A - a} = 0{,}1\,;$$

dann wird

$$y_1 = 0{,}59243 \quad y_2 = 0.1325$$

und

$$L = 2\pi (45 + 55) \cdot 100^2 \left\{ \left[1 + \frac{3 \cdot 1 + 10^2}{24 \cdot (45 + 55)^2} \right] \ln \frac{4\,(45 + 55)}{\sqrt{1 + 10^2}} - 0{,}59243 + \frac{1}{4 \cdot 100^2} \cdot 0{,}1325 \right\}$$

$$= 19{,}43 \cdot 10^6 \text{ „cm"} = 19{,}43 \text{ Millihenry.}$$

Wie auch zu erwarten war, liefert unsere Formel einen größeren Wert als die Stefansche (etwa um 3 $^0/_0$). Bei noch kleinerem s wäre die Übereinstimmung noch besser. Der nach der Stefanschen Formel berechnete Wert ist aber kleiner als die Induktivität von solchen Spulen, wie sie heut von der Technik gebaut zu werden pflegen, weil die Windungen der Spule gewöhnlich durch Zwischenräume getrennt sind, was hier nicht berücksichtigt wird.

Wir wollen jetzt unsere Formel mit der Esauschen vergleichen, die ja auch den Einfluß der Zwischenräume zwischen den Windungen berücksichtigt.

c) Vergleich mit der Esauschen Formel. Zum Vergleich nehmen wir eine Spule, die aus 20 Windungen von kreisförmigem Querschnitt besteht. Der Durchmesser des Drahtes sei $2\varrho = 0{,}4$ cm, der Windungsgang $g = 0{,}5$, der innere Durchmesser $2a = 90$ cm, der äußere Durchmesser $2A = 110$ cm.

Aus unserer Formel erhalten wir

$$L = 20^2 \cdot 55 \cdot 36{,}5 \text{ „cm"} = 0{,}8028 \text{ Millihenry}$$

Aus der Formel von Esau finden wir

$$L = 4\pi \cdot 50 \left\{ 20 \cdot \left(\ln \frac{50}{0{,}2} + 0{,}333 \right) + 20 \cdot 19 \cdot \left(\ln \frac{8 \cdot 50}{0{,}5} - 2 \right) \right.$$
$$\left. - A' + \frac{(0{,}5)^2}{8 \cdot 50^2} \left[\left(\ln \frac{8 \cdot 50}{0{,}5} + 3 \right) \cdot \frac{20^2 \cdot (20^2 - 1)}{12} - B' \right] \right\}.$$

Für $n = 20$ gilt: $A' = 634{,}2$ und $B' \cdot 32303$. Ausgerechnet ergibt das

$$L = 0{,}794 \text{ Millihenry},$$

was einen Unterschied von 1 % bedeutet.

Für breite Spulen ist die Esausche Formel, ebenso wie die Stefansche, unbrauchbar, aber gerade bei breiten Spulen hat die Vernachlässigung der Höhe weniger Einfluß auf die Induktivität, so daß unsere Formel für solche Spulen mindestens mit derselben Genauigkeit anwendbar ist.

Zusammenfassung.

Zur Berechnung der Induktivität von Kreisringspulen wird ein einfacher Ausdruck abgeleitet:

$L = n^2 A \cdot f(\alpha)$, wo $2A$ der äußere Spulendurchmesser und α das Verhältnis des inneren Durchmessers zum äußeren Durchmesser ist. Für $f(\alpha)$ ist eine Tabelle berechnet worden. Die Formel gilt nur für Spulen, deren axiale Höhe klein ist im Vergleich zur radialen Breite.

(Eingesandt 15. September 1916).

Adresse des Autors: Dipl.-Ing. J. Spielrein, Stuttgart, Wiederholdstraße 10 B.

Der Hochfrequenzwiderstand von Litzendraht.

(The High-Frequency Resistance of Multiply-Stranded Insulated Wire.)

Von **G. W. O. Howe.**

Einleitung.

Häufig stellt man Leitungen für Hochfrequenzströme aus einer großen Zahl einzeln isolierter dünner Drähte her, die miteinander verseilt werden, zu dem Zweck, daß eine gleichmäßige Stromverteilung über den ganzen Querschnitt der Leitung stattfinden muß. Man tut dies aus zwei Gründen: erstens, um die Änderung der Selbstinduktion mit der Frequenz zu vermindern, und zweitens, um den wirksamen Widerstand der Leitung bei hohen Frequenzen herunterzudrücken. Zur Erzielung gleichförmiger Wirkung muß jeder einzelne Draht der

Reihe nach dieselbe relative Lage in der Leitung einnehmen, so daß die elektromotorische Kraft, die durch den magnetischen Kraftfluß induziert wird, über die ganze Länge des Drahtes hin den gleichen Mittelwert besitzt. Wenn alle Drähte von gleichem Widerstand sind und der gleichen Spannung und der gleichen induzierten elektromotorischen Kraft unterworfen werden, so werden sie auch einzeln notwendigerweise vom selben Strom durchflossen, und der gesamte Strom ist gleichförmig über den Querschnitt verteilt.

Um die Gleichheit in der Lagerung der Drähte zu erreichen, geht man gewöhnlich so vor, daß man eine Leitung aus drei, vier oder fünf verdrillten Drähten bildet, dann drei solche Leitungen miteinander verseilt, und so fortfährt, bis die ganze Leitung schließlich die gewünschte Anzahl von Drähten enthält. Es mögen sich dann, abgesehen von der Isolation, zwei Einzeldrähte einer solchen Leitung in einem bestimmten Punkt berühren und dann später wieder in einem Punkt, nachdem der eine Draht zwischen diesen beiden Punkten mehr innen, und der andere mehr außen verlaufen ist.

Kennt man Stromstärke, Frequenz und Fläche der Projektion der aus den beiden Drähten gebildeten Schleife auf eine Ebene senkrecht zum magnetischen Kraftfluß, so kann man die elektromotorische Kraft, die in der Schleife induziert wird, berechnen. Hat z. B. die verseilte Leitung einen Durchmesser von 1 cm und ist in Wickelungen von 1 cm Ganghöhe verdrillt, ist ferner die Stromstärke 100 Ampere und die Frequenz 10^6, so beträgt die induzierte elektromotorische Kraft in einer Schleife von 5 cm^2 ungefähr 20 Volt, indem eine Spannungsdifferenz von 10 Volt bei jeder Berührungsstelle der Drähte eintritt. In Kreisen mit Funkenstrecken kann die Wechselzahl des Stromes sehr hohe Beträge erreichen und so Anlaß zu bedeutend größeren Spannungsdifferenzen zwischen den einzelnen Leitungen geben; es müssen daher letztere gut isoliert sein, um einen Funkenübergang zu vermeiden.

Ein einzelner Kupferdraht von 0,01 cm Durchmesser besitzt bei einer Frequenz von 500 000 einen Widerstand, der sehr wenig von seinem Widerstand für Gleichstrom abweicht. Dagegen darf man nicht annehmen, daß dies auch gilt für eine Leitung aus einer Anzahl solch dünner Drähte, wie gut sie auch ineinander verflochten sein mögen. Daß der wirksame Widerstand solcher Leitungen bei hohen Frequenzen beträchtlich größer sein kann als bei Gleichstrom, ist seit einiger Zeit bekannt[1]); aber es fehlte an Gesichtspunkten, die bei der Herstellung

1) Meißner, Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie, 1909, S. 57; Lindemann, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 1909, S. 682, 1910, S. 572; Jahrb. d.



von Hochfrequenzapparaten die Entscheidung in der Wahl von massivem Draht oder verschiedenen Arten Litzendrahtes ermöglicht hätte. In der vorliegenden Arbeit sollen nun Formeln aufgestellt und Tabellen gegeben werden, mit deren Hilfe der wirksame Widerstand solcher Leiter sowie Stärke und Zahl der Einzeldrähte bestimmt werden kann, die zur Erreichung der günstigsten Resultate bei gegebenen Bedingungen zu wählen sind.

Durchfließt ein hochfrequenter Strom einen massiven Draht, so wird der Strom mit zunehmender Frequenz mehr und mehr gegen die Oberfläche gedrängt, und das Innere bleibt frei vom Strom und magnetischem Kraftfluß. Wenn der Draht in unmittelbarer Nachbarschaft einer Anzahl anderer Drähte sich befindet, die von hochfrequenten Strömen durchflossen sind, so ist er deren magnetischem Feld ausgesetzt, das in ihm Wirbelströme induziert. Nimmt man an, die Drähte seien annähernd parallel, so werden diese Wirbelströme auf der einen Seite des Drahtes aufwärts, und auf der anderen Seite des Drahtes abwärts fließen, und den Energieverlust in dem Drahte vermehren, ohne jedoch den Gesamtstrom desselben zu ändern. Daß der Verlust durch Wirbelströme sich einfach zum Verlust durch den mittleren Strom addiert, kann folgendermaßen gezeigt werden. Es sei σ_1 die gleichförmige Dichte der mittleren Stromstärke, und σ_2 die Dichte des superponiertem Wirbelstromes in einem Punkte; das Integral der ersteren über den Querschnitt des Drahtes ist gleich der mittleren Stromstärke, dagegen ist es gleich Null für die letztere. Der Energieverlust auf das Zentimeter Länge des Drahtes ist $\int(\sigma_1 + \sigma_2)^2 \varrho\, d s$, wo ds ein Flächenelement des Querschnittes bedeutet; dies ist gleich $\int \sigma_1{}^2 \varrho\, d s + \int \sigma_2{}^2 \varrho\, d s$, da $2\sigma_1 \int \sigma_2\, d s$ Null ist. Für Wechselstrom gilt dies in jedem Zeitmoment, so daß die Verluste, die man aus den Effektivwerten der Ströme berechnet, addiert werden können ohne Rücksicht auf die Phase der verschiedenen Ströme.

Die magnetomotorische Kraft der Wirbelströme sucht den Durchgang des Kraftflusses zu hemmen und ihn zu zwingen, auf einer der beiden Seiten des Drahtes zu verlaufen, ohne den Draht zu durchqueren. Deshalb sind Berechnungen, die sich auf die Annahme gründen, die Verteilung des magnetischen Kraftflusses werde durch die Wirbelströme nicht geändert, nur bis zu einer gewissen Grenze zulässig, oberhalb deren die wirkliche Verteilung des Kraftflusses in Rechnung gezogen werden muß. Im ersten Teil der vorliegenden Arbeit wird

drahtl. Telegr. 1911, S. 561; Möller, Ann. d. Phys. **46**, 738, 1911; Jahrb. d. drahtl. Telegr. 1914, S. 32.

angenommen, daß die Verteilung des Kraftflusses nicht geändert wird durch die Wirbelströme, die er erzeugt, und es wird der wirksame Widerstand einer Litze unter dieser Annahme berechnet, sowohl wenn sie geradlinig verläuft, als wenn sie zu einer Spule gewickelt ist. Es werden sodann Formeln aufgestellt für den günstigsten Raumfaktor, der bei der Herstellung solcher Leitungen zu wählen ist und für den Minimumwiderstand, der dabei erreicht wird. Die Resultate werden für allgemeinen Gebrauch tabelliert. Im zweiten Teil der Arbeit wird das Problem in allgemeinerer Weise gelöst und die durch die Wirbelströme verursachte Abänderung des magnetischen Feldes in der Leitung in Rechnung gezogen; es zeigt sich jedoch, daß diese Berücksichtigung für die Mehrzahl der im ersten Teil tabellierten Fälle nicht notwendig ist.

Bezeichnungen.

Alle Bezeichnungen, die sich auf Wechselgrößen beziehen, stellen ihre Maximalwerte dar, wenn nichts anderes festgesetzt wird.

α = Raumfaktor des Leiters = $\dfrac{\text{Kupferquerschnitt}}{\text{Gesamtquerschnitt}}$.

B = Dichte des magnetischen Kraftflusses.

$d = 2r$ = Durchmesser eines Einzeldrahtes, blank (cm).

d_1 = Durchmesser eines Einzeldrahtes, isoliert (cm).

D = Durchmesser der Litze.

f = Frequenz, Perioden in der Sekunde.

H = magnetische Feldstärke in einem Punkt.

I = mittlere Stromstärke in der Litze (Ampere).

$j = \sqrt{-1}$.

μ = Permeabilität.

n = Zahl der Einzeldrähte in der Litze.

$\omega = 2\pi f$.

Φ = magnetischer Kraftfluß.

ϱ = spezifischer Widerstand in Ohm pro cm^3.

R_0 = Gleichstromwiderstand der Litze.

R_f = Wechselstromwiderstand einer geradlinigen Litze.

R_c = Wechselstromwiderstand einer zu einer Spule gewickelten Litze.

R_{s0} = Gleichstromwiderstand eines massiven Leiters von gleichem äußeren Durchmesser.

R_{sf} = Wechselstromwiderstand eines massiven Leiters mit gleichem äußeren Durchmesser; gerader Leiter.

R_{sc} = Wechselstromwiderstand eines massiven Leiters mit gleichem äußeren Durchmesser, zur Spule gewickelter Leiter.

S = Windungen pro Zentimeter der Wickelung.

σ = Stromdichte in Ampere pro cm^2.

t = Seitenlänge eines einzelnen quadratischen Drahtes (cm).

τ = Seitenlänge einer quadratischen Litze (cm).

I. Teil.

Betrachten wir ein Stück von der Länge 1 cm eines langen massiven Drahtes vom Durchmesser d, der sich in einem wechselnden Magnetfeld von der Feldstärke H und senkrechter Richtung zur Drahtlänge befindet. In einem Rechteck von 0,1 cm Breite und 1 cm Länge (vgl. Fig. 1) wird die elektromotorische Kraft $\Delta E = \omega H d \times 10^{-8}$ Volt induziert, und die von dieser induzierten elektromotorischen Kraft herrührende Stromdichte an den Rändern des Drahtes ist

$$\sigma = \frac{\Delta E}{2 \varrho} \text{ Ampere/cm}^2$$

In einer Entfernung y von der zu H parallelen Ebene durch die Drahtachse ist sie

$$\sigma = \frac{\Delta E}{2 \varrho} \cdot \frac{y}{r} = \frac{\omega H y}{\varrho} \times 10^{-8} \text{ Ampere/cm}^2$$

Der Energieverlust pro cm^3 durch diesen Strom ist

$$\frac{\sigma^2 \varrho}{2} = \frac{\omega^2 H^2 \times 10^{-16}}{2 \varrho} y^2 \text{ Watt}$$

derjenige in einem Stück von der Dicke $d y$, der Breite $2 r \sin \varphi$ und der Länge 1 cm (vgl. Fig. 1) ist

$$\frac{\omega^2 H^2 \cdot 10^{-16}}{2 \varrho} y^2 \, 2 r \sin \varphi \, d y \text{ Watt}$$

und derjenige des gesamten Drahtes pro 1 cm Länge

$$\frac{H^2 \omega^2 \pi r^4 10^{-16}}{8 \varrho} \text{ Watt} \qquad (1)$$

Gerade Litze von kreisförmigem Querschnitt.

An einem Punkt im Abstand x von der Achse einer geraden Litze von kreisförmigem Querschnitt beträgt die vom eigenen Strome herrührende Feldstärke $H = I x / 5 R^2$. Dabei wird angenommen, daß die einzelnen Drähte annähernd parallel zur Kabelachse verlaufen; in

diesem Fall steht H senkrecht zur Achse jedes Einzeldrahtes, wie in Fig. 1 angenommen wurde. Der Mittelwert von H^2, genommen über den ganzen Querschnitt des Kabels ist

$$\frac{1}{\pi R^2}\int_0^R H^2\, 2\pi x \cdot dx = \frac{I^2}{50 R^2} \tag{2}$$

Substituieren wir dies in Gleichung (1), so finden wir für den mittleren Energieverlust im Zentimeter Länge eines einzelnen Drahtes

$$\frac{I^2 \omega^2 \pi r^4}{400 \varrho R^2} \cdot 10^{-16} \text{ Watt.}$$

Dieser rührt allein von den selbstinduzierten Wirbelströmen her; der Verlust durch die mittlere Stromstärke I/n im Zentimeter eines Einzeldrahtes selbst ist

$$\frac{I^2}{2n^2}\,\frac{\varrho}{\pi r^2} \text{ Watt.}$$

Daraus ergibt sich ein Gesamtverlust im Zentimeter eines einzelnen Drahtes von

$$\frac{I^2}{2n^2}\left(\frac{\varrho}{\pi r^2} + \frac{\omega^2 \pi r^4 n^2 10^{-16}}{200 \varrho R^2}\right)$$

Im Zentimeter des ganzen Kabels ist der Verlust n mal so groß, also

$$R_f = R_o\left(1 + \frac{\omega^2 \pi^2 r^6 n^2 10^{-16}}{200 \varrho^2 R^2}\right) \tag{3}$$

was bei Verwendung von Kupfer ($\varrho = 1{,}7 \times 10^{-6}$) auch geschrieben werden kann

$$\begin{aligned} R_f &= R_o(1 + 4.2 \times 10^{-6} \times n^2 f^2 d^6/D^2) \\ &= R_o(1 + 4.2 \times 10^{-6}\, n f^2 d^4 \alpha) \end{aligned} \tag{3a}$$

$\alpha = n\lambda^2/D^2$ sei der Raumfaktor genannt.

Eng gewickelte lange einlagige Spule.

Der Einfachheit halber ist angenommen, daß der Leiter quadratischen Querschnitt besitze und daß nebeneinander liegende Windungen sich wirklich berühren, wie Fig. 2 zeigt.

Es sei x der Abstand eines Punktes im Leiter von der äußeren Oberfläche; dann ist an diesem Punkte

$$H = \frac{4\pi IS}{10} \cdot \frac{x}{\tau}$$

und der Mittelwert von H^2 genommen über den ganzen quadratischen Querschnitt des Leiters ist

$$\frac{16\pi^2 I^2 S^2}{100} \cdot \frac{1}{3} \tag{4}$$

was, in Gleichung (1) substituiert, für den mittleren Verlust in einem einzelnen Drahte von 1 cm Länge ergibt

$$\frac{\pi^3 I^2 S^2 \omega^2 r^4 10^{-16}}{150\varrho} \text{ Watt.}$$

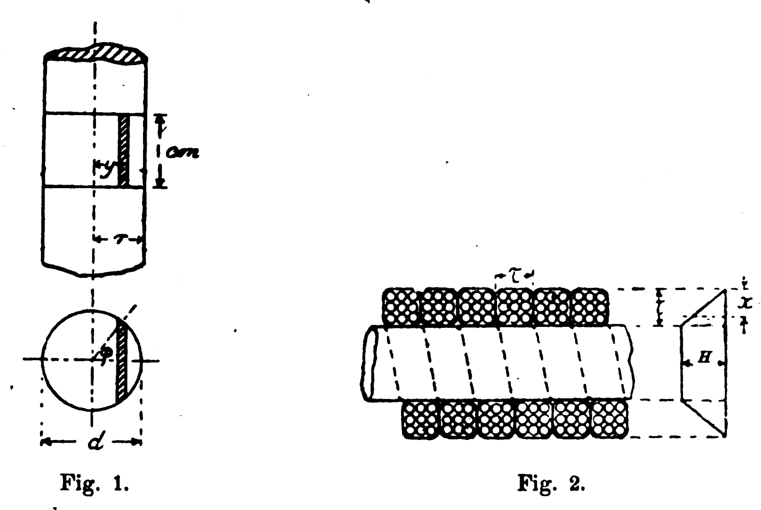


Fig. 1. Fig. 2.

Für 1 cm des ganzen Leiters ist er n mal so groß. Dies ist der Verlust allein infolge der selbstinduzierten Wirbelströme; der Gesamtverlust in 1 cm Länge der Litze beträgt

$$\frac{I^2}{2} \cdot \frac{\varrho}{n\pi r^2} + \frac{I^2 S^2 \omega^2 r^4 n \pi^3 10^{-6}}{150\varrho} \text{ Watt.}$$

Daraus folgt

$$R_c = R_o\left(1 + \frac{4\pi^2 r^6 \omega^2 S^2 n^2 10^{-18}}{3\varrho^2}\right) \tag{5}$$

Für Kupfer ergibt dies

$$\begin{aligned} R_c &= R_o(1 + 28 \times 10^{-6} n^2 f^2 S^2 d^6) \\ &= R_o(1 + 35.6 \times 10^{-6} n f^2 d^4 \alpha) \end{aligned} \tag{5a}$$

denn es ist $\alpha \tau^2 = n\pi d^2/4$, und, da nebeneinanderliegende Windungen sich berühren sollen, $S\tau = 1$. Ist die Wicklung nicht eng, d. h. ist $S\tau < 1$ und $S^2 d^2 = (S\tau)^2/n \cdot d^2/d_1^2$, so folgt für eine Anordnung der

dünnen Drähte, wie in Fig. 2 zu sehen ist, $\tau^2 = n\, d_1^{\,2}$. Wenn der Zwischenraum zwischen nebeneinander liegenden Windungen gering ist, so bleibt die Formel für H immer noch näherungsweise richtig und es ist

$$R_c = R_o[1 + 35.6 \times 10^{-6} \times n f^2 d^4 \alpha (S\tau)^2] \qquad (5\,b)$$

Als Beispiel möge diese Formel auf ein experimentelles Ergebnis von Lindemann (loc. cit.) angewendet werden. Er fand, daß eine Litze, die in 14 Windungen auf einem Glaszylinder von 24 cm Durchmesser aufgewickelt war, bei einer Frequenz von 900 000 Perioden in der Sekunde einen 15 mal größeren Widerstand besaß als für Gleichstrom. Sie bestand aus 180 emaillierten Drähten von 0.012 cm Durchmesser in der Anordnung $3 \times 3 \times 4 \times 5$, d. h. fünf Einzeldrähte waren zuerst miteinander verseilt, dann 4 dieser Leiter, und so fort. Für einen Einzeldraht von 0.012 cm Durchmesser ist, bei einer Frequenz von 900 000, $d\sqrt{f} = 11.4$; man kann zeigen, daß dann, wenn man ihn allein zu einer Spule aufwickelt, die Widerstandszunahme infolge Skineffekts etwa 10 % beträgt. Wenden wir die soeben für eine Spule aus Litzendraht gefundene Formel an, nämlich

$$R_c = R_o\{1 + 35.6 \times 10^{-6} \times n f^2 d^4 \alpha (S\tau)^2\}$$

und nehmen wir $\alpha = 0.5$ und $S\tau = 0.9$, da, obschon die Windungen sich ja berühren sollen, der Leiter rund und nicht quadratisch ist, so haben wir

$$R_c = R_o(1 + 43.1)$$

Nun gilt obiger Ausdruck nur für eine sehr lange Spule, während die von Lindemann untersuchte Spule eine kurze von großem Durchmesser war, von der leicht gezeigt werden kann, daß die magnetische Feldstärke auf der inneren Seite des Drahtes etwas mehr als halb so groß ist als wie in einer langen Spule. Dies stimmt ungefähr überein mit dem experimentell gefundenen Werte $R_c = 15\, R_o$.

Nun besitzt ein massiver Draht mit demselben Querschnitt Kupfer einen Durchmesser von 0.16 cm. Bei derselben Frequenz wäre $d\sqrt{f} = 153$ und R_c/R_o für eine lange Spule ungefähr 13 und 14. In diesem Falle ist daher die Litze dem massiven Leiter von gleichem Querschnitt Kupfer weit unterlegen; auf dem gleichen Raume könnte jedoch ein massiver Draht mit größerem Querschnitt Kupfer aufgewickelt werden und würde so den Widerstand weiter verringern, während die Kosten nur einen Bruchteil derjenigen des Litzendrahtes betrügen.

Aus den Gleichungen (3a) und (5a) ist ersichtlich, daß für gegebene Werte von d und α das Verhältnis $(R_f - R_o)/R_o$ der Widerstandszunahme zum Widerstand für Gleichstrom proportional n ist, d. h. der Zahl der Drähte im Leiter; daher nimmt dieses ungünstige Ergebnis mit dem Strome zu, für den der Leiter hergestellt werden soll. Bleibt der Gesamtquerschnitt, Isolation und Luftzwischenräume inbegriffen, ungeändert und wird der Raumfaktor konstant gehalten, so ändert sich n umgekehrt wie d^2, und die prozentische Widerstandszunahme ist proportional d^2 oder umgekehrt proportional n. Der Durchmesser der Einzeldrähte kann jedoch kaum unter 0.005 cm heruntergedrückt werden, wenn man die Herstellungsschwierigkeiten bedenkt.

Sind äußerer Durchmesser des Kabels und Durchmesser des zu benutzenden Drahtes gegeben, so ist es von Wichtigkeit, zu überlegen, daß es nicht unter allen Umständen günstig ist, möglichst viel Drähte in den verfügbaren Raum hineinzubringen. Der beste Wert für n oder für den Raumfaktor α kann in jedem Falle wie folgt berechnet werden. Wir hatten gezeigt, daß

$$R_f = R_o(1 + k\,n\,f^2\,d^4\,\alpha)$$

ist, wo $k = 4.2 \times 10^{-6}$ für einen geradlinigen Leiter aus Kupfer und 35.6×10^{-6} für eine sehr eng gewickelte lange Spule aus einem Leiter mit quadratförmigen Querschnitt zu setzen ist. Nun ist, wenn der Gleichstromwiderstand eines massiven Drahtes von gleichem äußeren Durchmesser R_{so} ist,

$$\alpha = \frac{R_{so}}{R_o}; \qquad \frac{n}{\alpha} = \frac{D^2}{d^2}$$

und

$$\frac{R_f}{R_{so}} = \frac{1}{\alpha} + k\,n\,f^2\,d^4$$
$$= \frac{D^2}{n\,d^2} + k\,n\,f^2\,d^4. \tag{6}$$

Soll dies für gegebene Werte von D und d ein Minimum sein, so muß notwendig sein

$$n = \frac{1}{\sqrt{k}}\,\frac{D}{f\,d^3}. \tag{7}$$

Wenn n größer als dieser Betrag ist, so wird der Widerstand für hochfrequente Ströme nicht verringert, sondern vergrößert. Es ist z. B. für einen Leiter von 0.5 Zoll Durchmesser, bestehend aus Drähten

von 0.01 cm Durchmesser, für eine Frequenz 500 000, $n = 1240$ zu nehmen, was nur einem Raumfaktor 0.077 entspricht.

Der günstigste Fall für den Raumfaktor in jedem Fall ist durch die Gleichung gegeben

$$\alpha = \frac{n\, d^2}{D^2} = \frac{1}{\sqrt{k}} \cdot \frac{1}{f\, d\, D}. \tag{8}$$

Wenn der Raumfaktor diesen Wert besitzt, so gilt

$$\frac{R_f}{R_o} = 1 + k\, n\, \alpha\, f^2 d^4 = 1 + 1 = 2 \tag{9}$$

und

$$\frac{R_f}{R_{so}} = \frac{R_f}{R_o} \cdot \frac{R_o}{R_{so}} = \frac{2}{\alpha} = 2 \sqrt{k} \cdot f\, d\, D. \tag{10}$$

Substituiert man in die Gleichungen (8) und (10) die oben gefundenen Werte von k, so ergibt sich für einen geradlinigen Leiter aus Kupfer der günstigste Raumfaktor zu

$$\frac{487}{f\, d\, D} \tag{11}$$

und

$$\frac{R_f}{R_{so}} = \frac{2 f\, d\, D}{487} \tag{12}$$

während für eine einlagige Spule aus einem Leiter von quadratförmigem Querschnitt mit $S\tau = 0.71$ und $k = 17.8 \times 10^{-6}$ der günstigste Raumfaktor ist

$$\frac{238}{f\, d\, D} \tag{13}$$

und

$$\frac{R_c}{R_{so}} = \frac{2 f\, d\, D}{238} \tag{14}$$

[Anmerkung. — Wenn man annimmt, daß ein Leiter mit kreisförmigem Querschnitt gleichwertig ist einem Leiter mit gleich großem quadratischen Querschnitt, so ist $S\tau = 0.88\, S D$ und die Gleichungen (13) und (14) können auch auf runde Leiter mit $S D = 0.8$ angewendet werden.]

Diese Werte $\frac{R_f}{R_{so}}$ gelten nur, wenn der Leiter den günstigsten Raumfaktor besitzt, und dieser hängt von der Frequenz ab und davon, ob der Leiter gerade oder aufgewickelt ist, und in letzterem Falle

von der besonderen Wicklungsart. Es wurden für eine Anzahl von typischen Fällen die Werte der Verhältnisse

$$A = \frac{\text{Wechselstromwiderstand der Litze}}{\text{Gleichstromwiderstand der Litze}} = \frac{R_f}{R_o} \text{ oder } \frac{R_c}{R_o}$$

$$B = \frac{\text{Wechselstromwiderstand der Litze}}{\text{Gleichstromwiderstand des massiven Leiters}} = \frac{R_f}{R_{so}} \text{ oder } \frac{R_c}{R_{so}}$$

$$C = \frac{\text{Wechselstromwiderstand d. massiven Leiters}}{\text{Gleichstromwiderstand des massiven Leiters}} = \frac{R_{sf}}{R_{so}} \text{ oder } \frac{R_{sc}}{R_{so}}.$$

berechnet und die Resultate in Tabellen angegeben. Vom massiven Leiter ist angenommen, daß er denselben äußeren Durchmesser besitze wie die Litze und daher dieselbe z. B. in einer Spule oder einem Apparate ersetzen kann. Es wurden vier Werte für den äußeren Durchmesser gewählt, nämlich 0.1, 0.2, 0.5 und 1 cm und der Reihe nach drei Drahtdicken, nämlich 0.005, 0.01 und 0.02 cm. Die gewählten Wellenlängen betragen 300, 600, 1200, 3000 und 6000 m. Bei den Zahlen unterhalb der dick ausgezogenen Linie ist angenommen, daß der Raumfaktor den berechneten günstigsten Wert besitze, oberhalb dieser Linie wurde dieser Wert als unerreichbar hoch betrachtet, und es wurde daher der Widerstand jeweils für drei Werte von α berechnet, nämlich 0.1, 0.25 und 0.5. In solchen Fällen ist es das beste, α so groß als möglich zu machen. Es ist angenommen, daß die Spulen lange Wicklungen besitzen mit einer einzigen Lage eines Leiters von quadratischem Querschnitt; dieser habe ein Verhältnis seiner Seitenlänge zur Ganghöhe von 0.71, was ungefähr einem runden Leiter entspricht, der einen Durchmesser des 0.8 fachen der Ganghöhe besitzt. Bei lockerer Wicklung oder bei kürzeren Spulen liegen die Ergebnisse zwischen diesen und denjenigen, die man für denselben Leiter in gestreckter Form erhält.

Eine Vergleichung der mit B und C überschriebenen Kolonnen in den Tabellen zeigt in jedem Fall den Vorteil, wenn ein solcher überhaupt vorhanden ist, der durch den Gebrauch einer Litze gewonnen werden kann. Das Verhältnis B zu C ist das Verhältnis des Hochfrequenzwiderstandes der Litze zu demjenigen des massiven Drahtes, der an seiner Stelle verwendet werden könnte. Für $d = 0.02$ cm und Wellenlängen unter 1200 m ist B größer als C; jedoch kleiner als C für längere Wellenlängen; das heißt also, daß die Litze, selbst wenn sie den idealen Raumfaktor besitzt, bei kürzeren Wellenlängen dem massiven Draht unterlegen ist. Für $d = 0.01$ ist die Litze, wenn sie den Bedingungen entsprechend hergestellt ist, gleichwertig mit dem

massiven Leiter bei kurzen Wellenlängen und bei längeren Wellenlängen beträchtlich vorteilhafter. Mit dem dünnsten Draht, nämlich $d = 0.005$ cm, hat die Litze einen viel geringeren Widerstand als der massive Leiter.

Es möge bemerkt werden, daß für eine Spule, die aus einer Litze von 1.0 cm Durchmesser gewickelt ist, die ihrerseits wieder aus Drähten von 0.02 cm Durchmesser besteht, der geringste Widerstand bei einer Wellenlänge von 300 m mit dem Raumfaktor 0.012 erhalten wird, und daß, trotz der Wahl dieses Raumfaktors, der Hochfrequenzwiderstand 168 mal so groß ist als der Gleichstromwiderstand eines massiven Leiters von gleichem Querschnitt, während der Hochfrequenzwiderstand des letzteren nur 100 mal größer wäre als sein Wert für Gleichstrom. Der massive Leiter könnte durch eine dünne Röhre ersetzt werden, da die Eindringungstiefe in Kupfer bei einer Frequenz von 10^6 nur etwa 0.03 cm beträgt. Es scheint daher, daß man nur bei Verwendung von etwa 0.005 cm dicken Drähten und bei Verflechtung derselben mit einem bestimmten Raumfaktor, Leiter herstellen kann, die bei einer Frequenz von einer Million einen geringeren wirksamen Widerstand besitzen als massive Drähte oder Röhren von gleichen Abmessungen.

—

Tabelle I.

Gerader Leiter. $d = 0.005$ cm.

D	$f = 10^6$, $\lambda = 300$ m				$f = 5 \times 10^5$, $\lambda = 600$ m				$f = 2.5 \times 10^5$, $\lambda = 1200$ m				$f = 10^5$, $\lambda = 3000$ m				$f = 5 \times 10^4$, $\lambda = 6000$ m			
cm	α	A	B	C	α	A	B	C	α	A	B	C	α	A	B	C	α	A	B	C
0.1	0.1	1.01	10.1	4.05	0.1	1.00	10.0	2.94	0.1	1	10	2.15	0.1	1	10	1.45	0.1	1	10	1.16
	0.25	1.06	4.3	4.05	0.25	1.01	4.06	2.94	0.25	1	4	2.15	0.25	1	4	1.45	0.25	1	4	1.16
	0.5	1.26	2.5	4.05	0.5	1.06	2.13	2.94	0.5	1	2	2.15	0 5	1	2	1.45	0.5	1	2	1.16
0.2	0.48	2	4.1	7.85	0.1	1.01	10.1	5.62	0.1	1	10	4.05	0.1	1	10	2.65	0.1	1	10	1.95
					0.25	1.06	4.26	5.62	0.25	1.01	4.06	4.05	0.25	1	4	2.65	0.25	1	4	1.95
					0.5	1.26	2.52	5.62	0.5	1.06	2.13	4.05	0.5	1	2	2.65	0.5	1	2	1.95
0.5	0.2	2	10.2	19.2	0.4	2	5.1	13.6	0.1	1.02	10.2	9.75	0.1	1	10	6.25	0.1	1	10	4.5
									0.25	1.1	4.4	9.75	0.25	1	4	6.25	0.25	1	4	4.5
									0.5	1.4	2.8	9.75	0.5	1.05	2.1	6 25	0 5	1	2	4.5
1.0	0.1	2	20.5	38.2	0.2	2	10.2	27.1	0.4	2	5.1	19.2	0.1	1	10	12.2	0.1	1	10	8.75
													0.25	1.06	4.25	12.2	0.25	1.02	4.1	8.75
													0.5	1.25	2.5	12.2	0.5	1.05	2.1	8.75

Tabelle II.

Gerader Leiter. $d = 0.01$ cm.

D	$f = 10^6$, $\lambda = 300$ m				$f = 5 \times 10^5$, $\lambda = 600$ m				$f = 2.5 \times 10^5$, $\lambda = 1200$ m				$f = 10^5$, $\lambda = 3000$ m				$f = 5 \times 10^4$, $\lambda = 6000$ m			
cm	α	A	B	C	α	A	B	C	α	A	B	C	α	A	B	C	α	A	B	C
0.1	0.49	2	4.1	4.05	0.1	1.01	10.1	2.94	0.1	1	10	2.15	0.1	1	10	1.45	0.1	1	10	1.16
					0.25	1.06	4.26	2.94	0.25	1.01	4.06	2.15	0.25	1	4	1.45	0.25	1	4	1.16
					0.5	1.26	2.52	2.94	0.5	1.06	2.13	2.15	0.5	1	2	1.45	0.5	1	2	1.16
0.2	0.24	2	8.2	7.85	0.49	2	4.1	5.62	0.1	1.01	10.1	4.05	0.1	1	10	2.65	0.1	1	10	1.95
									0.25	1.06	4.26	4.05	0.25	1	4	2.65	0.25	1	4	1.95
									0.5	1.26	2.52	4.05	0.5	1.05	2.1	2.65	0.5	1	2	1.95
0.5	0.1	2	20.5	19.2	0.2	2	10.2	13.6	0.4	2	5.12	9.75	0.1	1	10	6.25	0.1	1	10	4.5
													0.25	1.06	4.26	6.25	0.25	1.02	4.1	4.5
													0.5	1.26	2.52	6.25	0.5	1.05	2.1	4.5
1.0	0.05	2	41	38.2	0.1	2	20.5	27.1	0.2	2	10.2	19.2	0.49	2	4.1	12.2	0.1	1	10	8.75
																	0.25	1.06	4.26	8.75
																	0.5	1.26	2.52	8.75

Tabelle III.

Gerader Leiter. $d = 0.02$ cm.

D	$f = 10^6$ $\lambda = 300$ m				$f = 5 \times 10^5$ $\lambda = 600$ m				$f = 2.5 \times 10^5$ $\lambda = 1200$ m				$f = 10^5$ $\lambda = 3000$ m				$f = 5 \times 10^4$ $\lambda = 6000$ m			
cm	α	A	B	C	α	A	B	C	α	A	B	C	α	A	B	C	α	A	B	C
0.1	0.24	2	8.2	4.05	0.48	2	4.1	2.94	0.1	1.01	10.1	2.15	0.1	1	10	1.45	0.1	1	10	1.16
									0.25	1.06	4.26	2.15	0.25	1	4	1.45	0.25	1	4	1.16
									0.5	1.26	2.52	2.15	0.5	1.05	2.1	1.45	0.5	1	2	1.16
0.2	0.12	2	16.4	7.85	0.24	2	8.2	5.62	0.48	2	4.1	4.05	0.1	1.01	10.1	2.65	0.1	1	10	1.95
													0.25	1.05	4.2	2.65	0.25	1	4	1.95
													0.5	1.15	2.3	2.65	0.5	1.05	2.1	1.95
0.5	0.05	2	41	19.2	0.1	2	20.5	13.6	0.2	2	10.2	9.75	0.4	2	4.1	6.25	0.1	1	10	4.5
																	0.25	1.06	4.26	4.5
																	0.5	1.26	2.52	4.5
1.0	0.025	2	82	38.2	0.05	2	41	27.1	0.1	2	20.5	19.2	0.24	2	8.2	12.2	0.48	2	4.1	8.75

Tabelle IV.

Einlagige lange Spule. $d = 0.005$ cm.

D	$f = 10^6$, $\lambda = 300$ m				$f = 5 \times 10^5$, $\lambda = 600$ m				$f = 2.5 \times 10^5$, $\lambda = 1200$ m				$f = 10^5$, $\lambda = 3000$ m				$f = 5 \times 10^4$, $\lambda = 6000$ m			
cm	α	A	B	C	α	A	B	C	α	A	B	C	α	A	B	C	α	A	B	C
0.1	0.49	2	4.2	9.6	0.1	1.01	10.1	6.8	0.1	1	10	4.7	0.1	1	10	3	0.1	1	10	2.2
					0.25	1.07	4.3	6.8	0.25	1.02	4.1	4.7	0.25	1	4	3	0.25	1	4	2.2
					0.5	1.27	2.5	6.8	0.5	1.05	2.1	4.7	0.5	1	2	3	0.5	1	2	2.2
0.2	0.24	2	8.4	20	0.49	2	4.2	14	0.1	1.01	10 1	9.6	0.1	1	10	6	0.1	1	10	4.2
									0.25	1.07	4.3	9.6	0.25	1	4	6	0.25	1	4	4 2
									0.5	1.27	2.5	9.6	0.5	1.05	2.1	6	0.5	1	2	4.2
0.5	0.1	2	21	50	0.2	2	10.5	35	0.4	2	5.2	25	0.1	1.01	10.1	16	0.1	1	10	11
													0.25	1.07	4.3	16	0.25	1.02	4.1	11
													0.5	1.27	2.5	16	0.5	1.05	2.1	11
1.0	0.05	2	42	100	0.1	2	21	71	0.2	2	10.5	50	0.49	2	4.2	32	0.1	1.01	10.1	22
																	0 25	1.07	4.8	22
																	0.5	1.27	2.5	22

Tabelle V.

Einlagige lange Spule. $d = 0.01$ cm.

D	$f = 10^6$, $\lambda = 300$ m				$f = 5 \times 10^5$, $\lambda = 600$ m				$f = 2.5 \times 10^5$, $\lambda = 1200$ m.				$f = 10^5$, $\lambda = 3000$ m				$f = 5 \times 10^4$, $\lambda = 6000$ m			
cm	α	A	B	C	α	A	B	C	α	A	B	C	α	A	B	C	α	A	B	C
0.1	0.24	2	8.4	9.6	0.49	2	4.2	6.8	0.1	1.01	10.1	4.7	0.1	1	10	3	0.1	1	10	2.2
									0.25	1.07	4.3	4.7	0.25	1	4	3	0.25	1	4	2.2
									0.5	1.27	2.5	4.7	0.5	1.05	2.1	3	0.5	1	2	2.2
0.2	0.12	2	16.8	20	0.24	2	8.4	14	0.49	2	4.2	9.6	0.1	1.01	10.1	6	0.1	1	10	4.2
													0.25	1.05	4.2	6	0.25	1	4	4.2
													0.5	1.18	2.3	6	0.5	1.05	2.1	4.2
0.5	0.05	2	42	50	0.1	2	21	35	0.2	2	10.5	25	0.49	2	4.2	16	0.1	1.01	10.1	11
																	0.25	1.07	4.3	11
																	0.5	1.27	2.5	11
1.0	0.025	2	84	100	0.05	2	42	71	0.1	2	21	50	0.25	2	8.4	32	0.49	2	4.2	22

Tabelle VI.

Einlagige lange Spule. $d = 0.02$ cm.

D	$f = 10^6$ $\lambda = 300$ m				$f = 5 \times 10^5$ $\lambda = 600$ m				$f = 2.5 \times 10^5$ $\lambda = 1200$ m				$f = 10^5$ $\lambda = 3000$ m				$f = 5 \times 10^4$ $\lambda = 6000$ m			
cm	α	A	B	C	α	A	B	C	α	A	B	C	α	A	B	C	α	A	B	C
0.1	0.12	2	16.8	9.6	0.24	2	8.4	6.8	0.49	2	4.2	4.7	0.1	1.01	10.1	3	0.1	1	10	2.2
													0.25	1.05	4.2	3	0.25	1	4	2.2
													0.5	1.18	2.3	3	0.5	1.05	2.1	2.2
0.2	0.06	2	33.6	20	0.12	2	16.8	14	0.24	2	8.4	9.6	0.49	2	3.4	6	0.1	1.01	10.1	4.2
																	0.25	1.05	4.2	4.2
																	0.5	1.18	2.3	4.2
0.5	0.025	2	84	50	0.05	2	42	35	0.1	2	21	25	0.24	2	8.4	16	0.49	2	4.2	11
1.0	0.012	2	168	100	0.025	2	84	71	0.05	2	42	50	0.12	2	16.8	32	0.24	2	8.4	22

Die folgenden Tabellen stellen die Abhängigkeit der Größen A, B und C dar

a) vom Raumfaktor α, während n geändert wird und D und d konstant gehalten werden;

b) von der Anzahl n der Drähte, und daher von D, während d und α konstant bleiben; und

c) von der Frequenz allein.

Tabelle VII.

Gerader Leiter; $D = 0.5$ cm; $d = 0.01$ cm; $f = 5 \times 10^5$.

α	$A = \frac{R_f}{R_o}$	$B = \frac{R_f}{R_{so}}$	$C = \frac{R_{sf}}{R_{so}}$
0.05	1.06	21.3	13.6
0.1	1.26	12.6	13.6
0.2	2.05	10.2	13.6
0.3	3.36	11.2	13.6
0.5	7 55	15.1	13.6

Tabelle VIII.

Gerader Leiter; $d = 0.01$ cm; $\alpha = 0.3$; $f = 5 \times 10^5$.

n	D	$A = \frac{R_f}{R_o}$	$B = \frac{R_f}{R_{so}}$	$C = \frac{R_{sf}}{R_{so}}$
30	0.1	1.10	3.65	2.94
120	0.2	1.38	4.59	5.62
300	0.32	1.95	6.48	8.74
750	0.5	3.36	11.2	13.65
3000	1.0	10.5	34.8	27.15

Tabelle IX.

Gerader Leiter; $D = 0.5$ cm; $d = 0.01$; $\alpha = 0.4$; $n = 1000$.

f	$A = \frac{R_f}{R_o}$	$B = \frac{R_f}{R_{so}}$	$C = \frac{R_{sf}}{R_{so}}$
10^6	17.8	44.5	19.2
5×10^5	5 2	13	13.6
2.5×10^5	2.05	5.1	9.75
10^5	1.17	2.9	6.75
5×10^4	1.04	2 6	4.5

Aus Tabelle VII ist ersichtlich, daß für die dort angenommenen Bedingungen der günstigste Raumfaktor 0.2 ist; die Litze ist jedoch über einen weiten Bereich der Raumfaktoren dem massiven Leiter etwas überlegen. Tabelle VIII zeigt, daß die Litze in beiden extremen Fällen,

nämlich im Falle von 30 und von 3000 Einzeldrähten, weniger vorteilhaft ist als der massive Leiter, jedoch etwas vorteilhafter für die dazwischenliegenden Werte. Tabelle IX zeigt, wie die bei niederen Frequenzen vorhandene Überlegenheit der Litze verschwindet, wenn die Frequenz erhöht wird.

Als Beispiel einer viel gebrauchten Litze mit einem Raumfaktor der verwendeten Größenordnung mögen folgende Angaben von Interesse sein: $3 \times 3 \times 3 = 27$ Einzeldrähte, Nr. 36 S. W. G. ($d = 0.019$), jeder Draht mit Seide besponnen und das Ganze mit Seide doppelt besponnen; $D = 0.16$ cm; $\alpha = 0.39$. Nach den Tabellen III und VI besitzt dieser Draht im ganzen Bereich der Frequenzen der drahtlosen Telegraphie einen höheren Widerstand als ein massiver Draht an seiner Stelle, möglicherweise mit der Ausnahme eng gewickelter Spulen bei sehr langen Wellenlängen.

Genau genommen sollte in D nicht die Isolation der Litze inbegriffen sein; es würde dies einen etwas größeren Wert von α ergeben, was jedoch ohne Einfluß auf die gezogenen Schlüsse bleibt.

II. Teil.

Im ersten Teil wurde angenommen, daß die Verteilung des magnetischen Kraftflusses in der Litze durch die Wirbelströme der einzelnen Drähte nicht merklich beeinflußt wird. Es soll jetzt untersucht werden, inwieweit diese Annahme gerechtfertigt ist.

Fig. 3 zeigt den Schnitt durch eine dünne Metallplatte, längs welcher ein wechselnder magnetischer Kraftfluß durch irgend eine äußere magnetomotorische Kraft aufrecht erhalten wird.

Die Dicke der Platte betrage $2r$; auf der Zeichnung ist ein Stück von 1 cm Länge und 1 cm Höhe angedeutet. Bedeutet $\delta\Phi$ den magnetischen Kraftfluß in einem bestimmten Zeitmoment durch ein rechteckiges Flächenstück von der Breite δx und der Länge 1 cm, so ist die Kraftliniendichte B gleich $\frac{\delta\Phi}{\delta x}$ und die elektromotorische Kraft um das Flächenstück herum ist gleich $-\frac{\partial}{\partial t}(\delta\Phi)\,10^{-8}$ Volt. Ist die gesamte nach oben gerichtete elektromotorische Kraft in einem Punkte gleich E, so ist

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\partial B}{\partial t} \times 10^{-8}$$

Ist ferner die Stromdichte σ, so gilt

$$\sigma = \frac{E}{\varrho} \text{ und } \frac{\partial \sigma}{\partial x} = \frac{1}{\varrho} \frac{\partial B}{\partial t} \times 10^{-8}.$$

Aus Symmetriegründen leuchtet ein, daß die Stromverteilung die gleiche ist zu beiden Seiten der Mittellinie, längs welcher σ Null ist.

Es sei H_1 die äußere magnetische Feldstärke, die über den ganzen

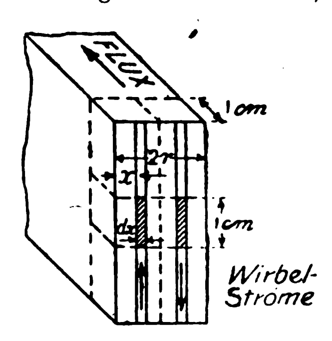


Fig. 3.

Querschnitt gleichförmig verteilt sei, und es sei H_2 die magnetische Feldstärke, die von den Strömen in der Platte herrührt; nimmt dann x zu zu $x + \delta x$, so wächst H_2 um den Betrag $4\pi\sigma\delta x/10$, und es ist

$$\frac{\partial H_2}{\partial x} = \frac{4\pi}{10}\sigma$$

Da $B = \mu(H_1 + H_2)$, so folgt

$$\frac{\partial B}{\partial x} = \mu \frac{\partial H_2}{\partial x} = \frac{4\pi}{10}\mu\sigma\ ^{1)}$$

Aus diesen beiden Formeln

$$\frac{\partial \sigma}{\partial x} = \frac{1}{10^8 \varrho} \cdot \frac{\partial B}{\partial t} \quad \text{und} \quad \frac{\partial B}{\partial t} = \frac{4\pi}{10}\mu\sigma$$

folgt

$$\frac{\partial^2 B}{\partial x^2} = a_1^{\,2} \frac{\partial B}{\partial t} \quad \text{und} \quad \frac{\partial^2 \sigma}{\partial x^2} = a_1^{\,2} \frac{\partial \sigma}{\partial t}$$

wo bedeutet

$$a_1^{\,2} = \frac{4\pi\mu}{10^9 \varrho}.$$

Machen wir für die Abhängigkeit von der Zeit den Ansatz einer Sinusfunktion und wählen wir symbolische Bezeichnung, so ist

1) Im II. Teil, bis zur Einführung symbolischer Schreibweise in Gleichung (15), bedeuten die Zeichen H, B, σ momentane Werte.

$$\frac{\partial B}{\partial t} = j \omega B \quad \text{und} \quad \frac{\partial \sigma}{\partial t} = j \omega \sigma$$

und die obigen Gleichungen lassen sich schreiben

$$\frac{\partial^2 B}{\partial x^2} = a^2 B \quad \text{und} \quad \frac{\partial^2 \sigma}{\partial x^2} = a^2 \sigma \tag{15}$$

wobei

$$a^2 = j \omega \frac{4 \pi \mu}{10^9 \varrho}$$

B und σ sind nun Vektoren bzw. komplexe Größen, und um den wirklichen Wert in einem Zeitmoment zu finden, muß man die vertikale Komponente der Vektoren aufsuchen, d. h. den imaginären Teil der komplexen Größen.

Setzen wir

$$a = \beta + j \alpha'$$

so finden wir

$$\alpha' = \beta = 2 \pi \sqrt{(f \mu / 10^9 \varrho)}$$

Die Gleichungen (15) sind identisch mit den Gleichungen, die man für die Verteilung von B und σ in einer von Wechselstrom durchflossenen Doppelleitung findet. Aus der Lösung der Gleichung (15) läßt sich leicht zeigen, daß für sehr hohe Frequenz oder für eine so dicke Platte, daß die Eindringungstiefe gering ist

$$\sigma = \sigma_1 e^{-\beta x}$$

ist, wo σ_1 die Stromdichte an der Oberfläche bedeutet, von der aus der Tiefenabstand x gemessen ist; ähnlich folgt

$$B = B_1 e^{-\beta x}$$

wo $B_1 = \mu H_1$, da an der Oberfläche H_2 Null ist und die resultierende magnetische Feldstärke gleich der von außen einwirkenden Feldstärke H_1 ist.

Die gesamte Energie, die in dem betrachteten plattenförmigen Metallstück verbraucht wird, tritt senkrecht durch seine beiden Oberflächen ein und kann berechnet werden, indem man diejenige Energie ermittelt, die durch jedes cm² der Oberfläche eintritt, ohne daß man die Stromverteilung im Innern der Platte zu betrachten braucht. Man bemerkt, daß die Ströme und Verluste innerhalb der Platte in keiner Weise beeinflußt werden, wenn man die Platte z. B. von doppelter oder halber Dicke wählt. Man kann nun die Platte mit dünnen Schichten eines unendlich guten Leiters je im Abstand von 1 cm durchsetzt denken, wie dies in Fig. 4 durch die gestrichelten Linien angedeutet ist.



Die Energieübertragung in und durch die Metallplatte wird nun offenbar durch dieselben Gesetze dargestellt wie die Energieübertragung durch Luft oder ein anderes Dielektrikum bei einer Telegraphenlinie oder einer Wechselstromfernleitung und kann daher direkt aus den gebräuchlichen Gleichungen berechnet werden. Die „Fernleitung" in einem einzelnen Raumteil unserer Metallplatte ist von der Länge r, d. h. der halben Dicke der Platte; sie ist am entfernteren Ende, nämlich in der Mitte der Platte, kurz geschlossen; sie besteht aus

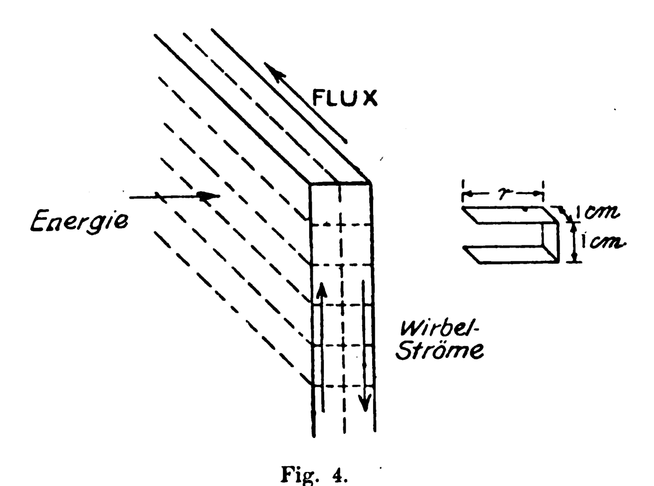


Fig. 4.

unendlich gut leitendem Material und besitzt daher keinen Widerstand und das „Dielektrikum", in dem sie sich befindet, oder eher das Medium, durch welches die Energie übertragen wird, ist Kupfer oder Eisen oder ein anderes Metall, aus dem die Platte bestehen möge. Die wirklichen Wirbelströme in der Platte sind die Verlustströme unserer Fernleitung. Nehmen wir eine Breite von 1 cm in der Richtung des magnetischen Kraftflusses, wie in der kleinen Skizze von Fig. 4 zu sehen ist, so ist die Induktanz L pro Zentimeter Länge der Leitung, d. h. pro Zentimeter der Eindringungstiefe $4\pi\mu/10^9$ Henry und der spezifische Stromverlust G ist $\frac{1}{\varrho}$.

Für eine Doppelleitung der Länge r, die an einem Ende kurz geschlossen ist, gilt

$$i_s = i_r \cosh a r \quad \text{und} \quad V_s = i_r \sqrt{\frac{Z}{Y}} \sinh a r$$

wobei die Indizes s und r sich auf die beiden Enden beziehen und Z und Y Impedanz und Admittanz pro Längeneinheit der Leitung sind. Die Impedanz pro Längeneinheit am Anfang der Leitung, d. h. an dem Ende, das an der Energiequelle liegt, ist

$$\frac{V_s}{i_s} = \sqrt{\frac{Z}{Y}} \operatorname{tgh} a\, r$$

Bezeichnet P die an die Leitung abgegebene Energie, so ist

$$P = \frac{i_s^2}{2} \times \text{(reeller Teil der Impedanz am Anfang der Leitung)}$$

Im vorliegenden Falle gilt

$$\sqrt{\frac{Z}{Y}} = \sqrt{\frac{j\,\omega\, L}{G}} = \sqrt{4\,\pi\,\omega\,\varrho\,\mu\, 10^{-9}}\ \underline{45^0}$$
$$= \sqrt{2}\,\beta\,\varrho\ \underline{45^0}$$

und

$$\operatorname{tgh} a\, r = \sqrt{\frac{\cosh 2\beta\, r - \cos 2\beta\, r}{\cosh 2\beta\, r + \cos 2\beta\, r}}\ \underline{\Phi - \theta}$$

wo

$$\operatorname{tg} \Phi = \operatorname{tg} \beta\, r / \operatorname{tgh} \beta\, r \quad \text{und} \quad \operatorname{tg} \theta = \operatorname{tg} \beta\, r \times \operatorname{tgh} \beta\, r$$

Daher ergibt sich für die Impedanz am Anfang der Leitung

$$\sqrt{2}\,\beta\,\varrho \sqrt{\frac{\cosh 2\beta\, r - \cos 2\beta\, r}{\cosh 2\beta\, r + \cos 2\beta\, r}}\ \underline{\Phi - \theta + 45^0}$$

und daher

$$\cos(\Phi - \theta + 45^0) = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{\sinh 2\beta\, r - \sin 2\beta\, r}{\sqrt{(\sinh^2 2\beta\, r + \sin^2 2\beta\, r}}$$
$$P = \frac{i_s^2}{2}\,\beta\,\varrho\, F(\beta\, t)$$

wo $t = 2r$ die Dicke der Platte bedeutet und

$$F(\beta\, t) = \frac{\cosh \beta\, t - \cos \beta\, t}{\cosh \beta\, t + \cos \beta\, t} \cdot \frac{\sinh \beta\, t - \sin \beta\, t}{\sqrt{\sinh^2 \beta\, t + \sin^2 \beta\, t}}$$

Wir führen nun die Feldstärke H_1 an der Außenfläche ein an Stelle des fingierten Leitungsstromes i_s und haben

$$H_1 = 4\,\pi\, i_s / 10$$
$$P = \frac{H_1^2}{2} \left(\frac{10}{4\,\pi}\right)^2 \beta\,\varrho\, F(\beta\, t) \text{ Watt} \qquad (16)$$

H_1 bedeutet den Maximalwert der angewendeten magnetischen Feldstärke.

Ist βt so klein, daß alle Potenzen höher als die dritte vernachlässigt werden können, so wird

$$F(\beta t) = \frac{\beta^3 t^2}{6}$$

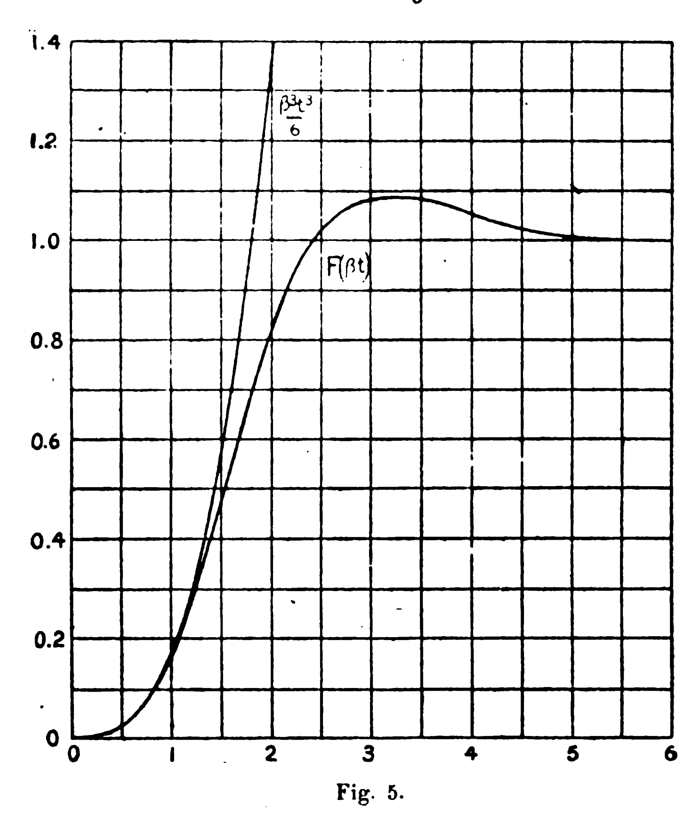


Fig. 5.

und

$$P = \frac{H_1{}^2 \omega^2 \mu^2 t^2}{\varrho \cdot 24 \cdot 10^{16}} \text{ Watt im Kubikzentimeter}$$

Dies stimmt genau mit dem Wert überein, der direkt aus der Annahme erhalten wurde, daß das magnetische Feld nicht merklich durch die Wirbelströme beeinflußt sei.

Dieser angenäherte Wert von $F(\beta t)$ darf nur benutzt werden, wenn βt klein ist; für $\beta t = 4$ ist er 4 % zu hoch. In Fig. 5 sind

die berechneten Werte von $F(\beta t)$ eingetragen, zusammen mit den Werten von $\frac{\beta^3 t^3}{6}$.

Wenn, wie in Fig. 6 (a) an die Stelle einer kontinuierlichen Platte eine Anzahl räumlich gleich verteilter rechteckiger Stäbe treten, geht der magnetische Kraftfluß abwechselnd durch Metall und Luft; sind jedoch die Luftzwischenräume eng, so weicht der Verlauf der Kraftlinien nicht merklich von parallelen Geraden ab (vgl. Fig. 6 [b]).

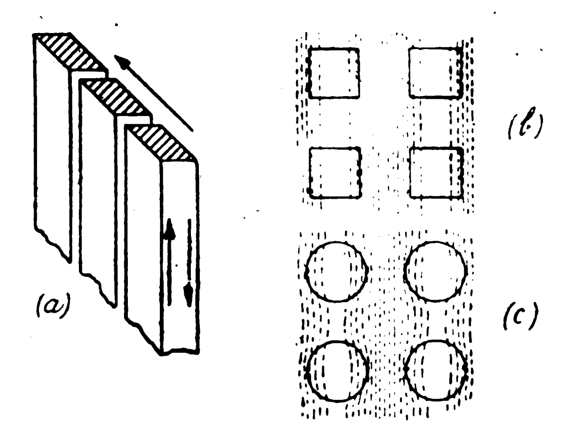


Fig. 6.

Bei Verwendung runder Drähte, wie dies ja stets der Fall ist, und für einen kleinen Raumfaktor, wird die Kraftlinienverteilung etwa die in Fig. 6 (c) sein. Für die Zwecke der Rechnung ist jedoch angenommen, daß die runden Drähte durch solche von gleich großem quadratischen Querschnitt ersetzt seien, und daß der Kraftlinienverlauf wie der in Fig. 6 (b) sei. Das Bestehen von Luftzwischenräumen verursacht nun ein tieferes Eindringen des magnetischen Kraftflusses in das Metall. Setzen wir

$$\frac{\text{Weg des magn. Kraftflusses im Metall}}{\text{gesamte Länge des Weges}} = \psi$$

so ist

$$H_1 = \frac{4\pi i_s \psi}{10}$$

wo i_s den fingierten Strom pro Zentimeter Breite des Leiters bedeutet. Es ist dies gleichwertig mit einer Abnahme der Permeabilität von 1

auf ψ, indem der Wert von L in diesem Verhältnis abnimmt, wenn die Permeabilität des Metalles 1 ist; ist sie μ, so ist ihr entsprechender reduzierter Wert

$$\frac{\mu\,\psi}{\psi + \mu - \mu\,\psi}.$$

Mit dieser Abänderung kann die Formel für die kontinuierliche Platte angewendet werden, wobei nun die Luftzwischenräume zu vernachlässigen sind.

Im folgenden soll angenommen werden, daß das Metall unmagnetisch ist; β ist dann zu ersetzen durch $\beta\sqrt{\psi}$ und der Energieverlust im Metall wird

$$H_1^2 \left(\frac{10}{4\pi}\right)^2 \frac{\beta\,\varrho\sqrt{\psi}}{t\,\psi^2} F(\beta\,t\sqrt{\psi}) \text{ Watt pro cm}^3 \qquad (17)$$

Sind die Leiterteile von quadratischem Querschnitt und gleichförmig verteilt, wie in Fig. 7a oder 7b gezeichnet ist, so ist der

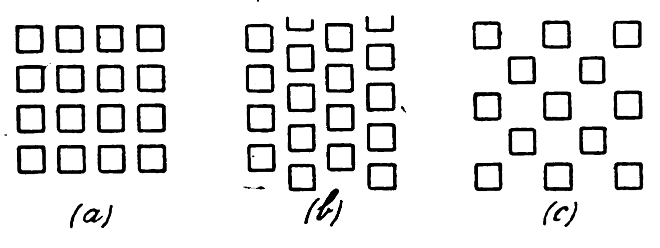


Fig. 7.

Raumfaktor $\alpha = \psi^2$; und ist der Querschnitt jedes Drahtes t^2, so ergibt sich für den Energieverlust pro Zentimeter Länge eines jeden Drahtes

$$H_1^2 \left(\frac{10}{4\pi}\right)^2 \frac{\beta\,\varrho\,t}{\psi^{3/2}} F(\beta\,t\sqrt{\psi})$$

$$= H_1^2 \left(\frac{10}{4\pi}\right)^2 \frac{\beta\,\varrho\,t}{\alpha}\,\alpha^{1/4} F(\beta\,t\,\alpha^{1/4}) \text{ Watt pro Zentimeter Draht} \qquad (18)$$

Sind die Drähte angeordnet wie in Fig. 7c, so ist $\alpha = 2\,\psi^2$ und der Energieverlust

$$1.68\,H_1^2 \left(\frac{10}{4\pi}\right)^2 \frac{\beta\,\varrho\,t}{\alpha} \cdot \alpha^{1/4} F\left(\frac{\beta\,t\,\alpha^{1/4}}{1.19}\right) \text{ Watt pro cm Draht} \qquad (18\,a)$$

Um den mittleren Wert für den Energieverlust zu finden, der von den Wirbelströmen in einer geraden von Wechselstrom durch-

flossenen Litze von kreisförmigem Querschnitt verursacht wird, wenn die maximale Stromamplitude I Ampere beträgt, hat man für H_1^2 seinen Mittelwert über den ganzen Querschnitt einzusetzen. Wie bereits gezeigt wurde, ist dies

$$\frac{4 I^2}{50 D^2} \text{ (vgl. Gleichung 2).}$$

Der mittlere Verlust durch Wirbelströme pro Zentimeter eines einzelnen Drahtes ist dann nach Gleichung (18)

$$\frac{4}{50}\left(\frac{10}{4\pi}\right)^2 \frac{I^2}{D^2} \frac{\beta \varrho t}{\alpha} \alpha^{1/4} F(\beta t \alpha^{1/4}) \text{ Watt}$$

Der Verlust durch den mittleren Strom $\frac{I}{n}$ beträgt pro Zentimeter eines einzelnen Drahtes

$$\frac{I^2}{2 n^2} \frac{\varrho}{t^2} \text{ Watt}$$

und daher der Gesamtverlust pro Zentimeter eines einzelnen Drahtes

$$\frac{I^2}{2 n^2}\left[\frac{\varrho}{t^2} + \frac{n^2}{\pi^2 D^2} \cdot \frac{\beta \varrho t}{\alpha} \cdot \alpha^{1/4} F(\beta t \alpha^{1/4})\right].$$

Daraus folgt

$$\frac{R_f}{R_o} = 1 + \frac{n \beta t}{4\pi} \alpha^{1/4} F(\beta t \alpha^{1/4})$$

oder, wenn man den Wert von β substituiert

$$\frac{R_f}{R_o} = 1 + \frac{n t}{2} \sqrt{\frac{f}{10^9 \varrho}} \cdot \alpha^{1/4} F(\beta t \alpha^{1/4}) \tag{19}$$

Für Werte von $\beta t \alpha^{1/4}$, die kleiner als 1 sind, kann der genäherte Wert

$$F(x) - \frac{x^3}{6}$$

eingeführt werden; in diesem Falle ergibt sich

$$\frac{R_f}{R_o} = 1 + \frac{n t}{2} \sqrt{\frac{f}{10^9 \varrho}} \alpha^{1/4} \beta^3 t^3 \alpha^{3/4}$$

$$= 1 + \frac{n \alpha t^4 \beta^4}{24 \pi}$$

Für Kupfer ist $\varrho = 1.7 \times 10^{-6}$ und daher

$$\frac{R_f}{R_o} = 1 + 7.5 \times 10^{-6} \times n f^2 t \alpha$$

Nimmt man runde Drähte an vom Durchmesser d und gleich großem Querschnitt wie die quadratischen Drähte mit der Seitenlänge t, so daß also

$$\frac{\pi d^2}{4} = t^2$$

so folgt

$$\frac{R_f}{R_o} = 1 + 4.4 \times 10^{-6} \times n f^2 d^4 \alpha, \tag{20}$$

was mit dem im I. Teil berechneten Wert (Gleichung 3a) bis auf die Konstante übereinstimmt, für die 4.2 gefunden wurde.

Für eine einlagige Spule, die aus S Windungen pro Zentimeter aus Litzendraht von quadratischem Querschnitt (Seitenlänge τ) gewickelt ist, hatte sich als Mittelwert von H_1^2 über den Querschnitt ergeben

$$\frac{16 \pi^2 I^2 S^2}{300} \text{ [vgl. Gleichung (4)]}$$

Durch Einsetzen dieses Wertes von H_1^2 erhalten wir für den Energieverlust durch Wirbelströme in jedem einzelnen Draht

$$\frac{I^2 S^2 \beta \varrho t}{3 \alpha} \alpha^{1/4} F(\beta t \alpha^{1/4}) \text{ Watt pro Zentimeter,}$$

während der Verlust für die mittlere Stromstärke $\frac{I}{n}$ ist

$$\frac{I^2}{2 n^2} \cdot \frac{\varrho}{t^2}.$$

Daraus ergibt sich, wenn man $n t^2 = \alpha \tau^2$ setzt,

$$\frac{R_c}{R_o} = 1 + \frac{2}{3} (S \tau)^2 n \beta t \alpha^{1/4} F(\beta t \alpha^{1/4})$$

oder durch Einführen des Wertes von β

$$\frac{R_c}{R_o} = 1 + \frac{4 \pi}{3} (S \tau)^2 n t \sqrt{\frac{f}{10^9 \varrho}} \alpha^{1/4} F(\beta t \alpha^{1/4}) \tag{21}$$

Für Werte von $\beta t \alpha^{1/4}$, die kleiner als 1 sind, wird dies

$$\frac{R_c}{R_o} = 1 + \frac{1}{9} (S \tau)^2 n \alpha t^4 \beta^4,$$

was für Kupfer ergibt

$$\frac{R_c}{R_o} = 1 + 59.4 \times 10^{-6} \times n f^2 t^4 \alpha (S \tau)^2$$

oder, wenn man runde Drähte von gleich großem Querschnitt annimmt

$$\frac{R_c}{R_o} = 1 + 36.7 \times 10^{-6} \times n f^2 d^4 \alpha (S \tau)^2. \qquad (22)$$

Dies stimmt mit dem Werte überein, der im Teil I gefunden wurde, bis auf die Konstante, die sich dort zu 35.6 ergeben hatte.

Gleichung (20) und (22) sind unabhängig von jeder Annahme über die Anordnung der Drähte und können entweder aus Gleichung (18) oder aus Gleichung (18a) erhalten werden.

Es ist daher die im Teil I eingeschlagene Berechnungsweise zulässig, und die in den Tabellen I—VI angegebenen Werte sind richtig, solange $\beta t \alpha^{1/4}$ kleiner als 1 bleibt. Für Kupfer ist $\beta = 0.152 \sqrt{f}$ und es darf, wenn man den Raumfaktor $x = 0.5$ setzt, t nicht den Wert $7.9/\sqrt{f}$ überschreiten. Ersetzt man die quadratischen Drähte (Seitenlänge τ) durch Drähte von gleich großem kreisförmigen Querschnitt (Durchmesser d), so sind die größten Drahtdicken bei verschiedenen Frequenzen, für die die Herleitung im Teil I noch anwendbar ist, die folgenden:

$f = 10^6$	5×10^5	2.5×10^5	10^5	5×10^4
$d = 0.009$	0.013	0.018	0.028	0.04 cm

Für kleinere Werte von α als 0.5 können die Grenzwerte von d noch weiter vergrößert werden. Daher können die Tabellen I, II, IV und V auf alle Frequenzen bezogen werden, und die Tabellen III und VI auf Frequenzen unter 2×10^5, d. h. Wellenlängen, die 1500 m überschreiten. Nur für den dicksten Draht ($d = 0.02$ cm) verursacht die abschirmende Wirkung der Wirbelströme eine merkliche Verringerung der Wirbelstromverluste und ergibt Werte von $\frac{R_f}{R_o}$ oder $\frac{R_c}{R_o}$, die kleiner sind als diejenigen in den Tabellen. Eine Vergleichung der mit B und C überschriebenen Kolonnen für $f = 10^6$ zeigt jedoch, daß, selbst wenn der Hochfrequenzwiderstand der Litze auf die Hälfte des dort angegebenen Wertes reduziert wird, dieselbe doch noch keinen Vorteil gegenüber einem massiven Draht von gleicher Dimensionierung bieten würde. Eine genaue Rechnung des ersten Beispieles in Tabelle III ergibt $\frac{R_f}{R_o} = 1.66$ anstatt 2. Wenn man die genaue Formel mit $F(\beta t \alpha^{1/4})$ zur Bestimmung des besten Wertes des Raumfaktors benutzt, weichen die erhaltenen Resultate nur wenig von denjenigen der Tabellen ab.

Bei der Herleitung der verschiedenen Formeln in der vorliegenden Arbeit wurde stillschweigend angenommen, daß jeder einzelne Draht

in einem gleichförmigen Magnetfeld sich befindet, abgesehen von der Wirkung der Wirbelströme im Drahte. Dies ist nicht streng richtig, da das Feld beim geraden Leiter mit zunehmender Entfernung von der Mitte zunimmt und bei der Spule mit zunehmender Entfernung von der äußeren Oberfläche abnimmt. Dies hat eine Unsymmetrie in der Verteilung der Wirbelströme in jedem Drahte zur Folge und vergrößert die Verluste und den Hochfrequenzwiderstand. Jeder Versuch, diesen Sekundäreffekt in Rechnung zu ziehen, würde das Problem außerordentlich verwickelter machen, und dies ist nicht notwendig.

(Nach Proc. of the Roy. Soc. (A) **93**, 468, 1917 aus dem Englischen übersetzt von Franz Tank.)

(Eingesandt 15. August 1918.)

Adresse des Übersetzers: Dr Franz Tank, Zürich 7, Spreusenbühlstr. 8.

Messungen des Skineffektwiderstandes von Leitern bei Radiofrequenzen bis zu 100 000 Perioden in der Sekunde. (Skin-effect resistance measurements of conductors at radio-frequencies up to 100 000 cycles per second.) Von A. E. Kennelly und H. A. Affel. [Proc. Inst. Radio Eng. (New York **4** (6), 523—580, 1916).] Referat nebst Literaturübersicht und Diskussionsbemerkung des Herrn J. Zenneck, nach dem Originaltext übersetzt.

Auf Grund von Versuchen bei Frequenzen bis zu 100 000 Perioden in der Sekunde an gestreckten Leitern, die gegen Wirkungen aus der Nachbarschaft geschützt waren, und deren Querschnitt bis zu 6 mm^2 betrug, gelangten die Verfasser zu den nachstehenden Schlußfolgerungen:

1. Es ergab sich, daß das Skineffektwiderstandsverhältnis runder Kupferdrähte mit den Normalformeln der Heaviside-Kelvinschen Besselfunktion innerhalb der Versuchsfehlergrenzen in Einklang steht.

2. Es ergab sich, daß innerhalb der Beobachtungsfehlergrenzen das Skineffektwiderstandsverhältnis eines kupfernen Leiters, bestehend aus sieben gleichen und einander parallelen runden Strängen (von denen sechs einen mittleren siebenten umgaben) bis zu 100 000 Perioden in der Sekunde aufwärts jenem eines massiven runden Drahtes vom gleichen Querschnitt gleich ist. Die Verfasser schlossen daher, daß die Unterteilung eines runden Drahtes in ein rundes Kabel nicht voneinander isolierter und einander berührender Stränge den Skineffekt nicht verändert.

3. Durch einfaches spiralisches Drehen der Stränge in derselben Richtung wurde das Widerstandsverhältnis erhöht.

4. Das Widerstandsverhältnis eines unterteilten Drahtes mit parallelen isolierten Strängen sank unter jenes eines massiven Drahtes vom gleichen Querschnitt und nahm mit der räumlichen Trennung oder dem Grade der Aufsplitzung rasch zu.

5. Es ergab sich, daß durch ein Verflechten der Stränge, durch die ihre Verlagerung im Querschnitt öfters beeinflußt wurde, der Skineffekt verringert wird.

6. Der Skineffekt in Kupferstreifen ergab sich für gewöhnlich, aber nicht ausnahmslos, als kleiner als jener in runden Drähten vom gleichen Querschnitt.

7. Es stellte sich heraus, daß durch Steigerung der Breite eines Kupferstreifens innerhalb der in der Arbeit angegebenen Grenzen das Skineffektwiderstandverhältnis erhöht wurde, und zwar infolge eines Effektes, der als „Randeffekt" bezeichnet werden kann.

8. Es fand sich, daß ein Paar parallel verlaufender und in sich zurücklaufender flacher Streifen, die durch eine dünne isolierende Schicht voneinander getrennt waren, einen Skineffekt besaßen, der nur von der Dicke der Streifen abhing, also einen Skineffekt, der einen merklichen Randeffekt nicht aufwies.

9. Durch Aufrollen eines flachen Streifens zu einem geschlitzten Rohr wurde der Randeffekt vernichtet und das Widerstandsverhältnis auf einen Mindestwert hinabgedrückt, dessen Größe nur von der Dicke des Streifens abhing.

10. Es ergab sich, daß durch das Einschneiden von Längsschlitzen in einen dünnen flachen Kupferstreifen mittels eines scharfen Messers das Skineffektwiderstandsverhältnis des Streifens nicht merklich beeinflußt wurde.

11. Wenn es gilt, einen gesplißten Draht von geringstem Skineffekt bei Radiofrequenz zu verwenden, scheint es wünschenswert, eine dicke Isolierung an den Strängen zu verwenden, beispielsweise eine doppelte Baumwollisolierung, ferner die Stränge durch Verflechten zu verlagern und eine spiralige Wickelung nach einer und derselben Richtung zu vermeiden.

12. Will man einen Leiter in Gestalt eines flachen Streifens am wirksamsten anwenden, so muß man dann aufhören, ihn seitlich auszurollen, wenn die Zunahme des Randeffektes die Abnahme des Skineffektes reichlich aufhebt.

13. Für metallische Leiter scheint bei Radiofrequenzen die Form einer hohlen Röhre die wirksamste zu sein, weil man bei geeigneter mechanischer innerer Stützung den Skineffekt unbegrenzt dadurch ver-



ringern kann, daß man die Wandstärke verringert, und weil der Randeffekt fehlt.

Literaturübersicht.

1. Lord Rayleigh, Phil. Mag. 1886; Scientfic Papers 2, 486—495. — Ferner: J. J. Thomson, Recent Researches in Electricity and Magnetism, 1893, Kap. IV.
2. E. Giebe, Messung induktiver Widerstände mit hochfrequenten Wechselströmen, Methode zur Messung kleiner Selbstinduktionskoeffizienten. Ztschr. f. Instrkde. 28, Juni 1908; Ann. d. Phys. (4) 24, 941, 1907.
3. J. A. Fleming, The Principles of Electric Wave Telegraphy and Telephony. Aufl. 1910, S. 111—129.
4. J. W. Nicholson, Der effektive Widerstand und die Selbstinduktion einer Spule. Jahrb. 4 (1), Sept. 1910.
5. F. Rusch, Plattenförmige Leiter im zylindrischen Wechselfeld. Jahrb. 4, 459, 1910—1911.
6. W. Lenz, Ergänzung zu dem Bericht von J. W. Nicholson über den effektiven Widerstand einer Spule. Jahrb. 4, 481, 1910—1911.
7. A. Esau, Widerstand und Selbstinduktion von Spulen für Wechselstrom. Jahrb. 4, 490, 1910—1911.
8. P. O. Pederson, Wirbelstromverluste in und effektiver Widerstand von geraden runden Metallzylindern. Jahrb. 4, 501, 1910—1911.
9. R. Lindemann, Untersuchungen über die Widerstandszunahme von Drahtlitzen bei schnellen elektrischen Schwingungen. Jahrb. 4, 561, 1910 - 1911.
10. J. Erskine-Murray, Radio Telegraphic Measurements. Electrician 73, 354—355, 5. Juni 1914.
11. Substitution of Iron for Copper Wires in Germany. Elektrot. Ztschr., 10. Dez. 1914; Electr. World, 23. Jan. 1915.
12. A. Hund, Use of Thermoelectric Apparatus in High-frequency Systems. Gen. El. Rev. Okt. 1914, S. 981—989; Dez. 1914, S. 1210 – 1214.
13. F. W. Esch, Steel and Bimetallic Conductors as a Substitute for Copper and Aluminium. Elektrot. Ztschr., 22. April 1915; El. World, 5. Juni 1915.
14. A. Hund, Differential Method for the Determination of Losses in Coils. El. World, 22. Mai 1915.
15. A. Hund, Measuring Losses in a Condenser. Electrician, 8. Jan. 1915; El. World, 30. Jan. 1915.
16. A. E. Kennelly, F. A. Laws and O. H. Pierce. Experimental Researches on Skin-Effect in Conductors. Proc. Am. Inst. El. Eng., Aug. 1915, S. 1749.
17. H. B. Dwight, Calculation of Skin-Effect in Strap Conductors. El. World 67 (11), 11. März 1916.
18. A. E. Kennelly, Tables of Complex Hyperbolic and Circular Functions. 1914. Harvard University Press.
19. G. W. O. Howe, Application of Telephone Transmission Formulae to Skin-Effect. Journ. Inst. El. Eng. 54, 473 – 480, April 1916.
20. H. B. Dwight, Skin-Effect of a Return Circuit of Two Adjacent Strap Conductors. The Electric Journal 13 (4), 157—158, April 1916.

Diskussionsbemerkung des Herrn J. Zenneck.

Besonders interessant war mir der Weg, auf dem die Herren Verfasser einige Aufschlüsse über den Effekt gewonnen haben, den sie als „Spiralitätseffekt“ bezeichnen. So weit mir bekannt, ist dieser Teil ihrer Untersuchungen völlig neu.

Es hat mich indessen einigermaßen überrascht, daß die Herren Verfasser eine Hochfrequenzwechselstromquelle mit mechanischem Antrieb benutzt haben. Die ideale Stromquelle für Messungen mit Wechselströmen von Radiofrequenz ist natürlich ein schwingendes Elektronenrelais, etwa das Audion. Die Konstanz eines solchen läßt sich mit einer mechanisch angetriebenen Wechselstromquelle kaum erreichen. und die Energie ist für die meisten Laboratoriumsmessungen völlig ausreichend.

Vom praktischen Gesichtspunkte aus betrachtet, ist der Widerstand eines Drahtes, mag er nun gesplißt sein oder nicht, dann besonders interessant, wenn der Draht zu einer Spule aufgewickelt ist. Die Spule ist für den Radioingenieur der praktische Fall, nicht der gestreckte Draht. Ich erkenne durchaus die Gründe an, aus denen die Herren Verfasser sich bei ihren Untersuchungen zunächst auf gestreckte Leiter beschränkt haben. Ich hoffe aber, sie werden, nachdem sie nun einmal auf diesem Wege eine Menge Erfahrungen gesammelt haben, ihre Messungen auf Spulen verschiedener Gestalt ausdehnen.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Übersetzung eingegangen 15. Mai 1917.)

H. Keller, Über Spulenkapazitäten von ein-, zwei- und mehrlagigen Drahtrollen. Diss. Zürich, 1917.

Die Kapazität der in der drahtlosen Technik verwendeten Spulen macht sich besonders in den Empfangskreisen oft recht unangenehm bemerkbar. Sie führt zur Verschlechterung der Störfreiheit und muß daher so weit wie möglich herabgedrückt werden.

Der Verfasser unternimmt es, die Größe der Eigenkapazität von Spulen in Abhängigkeit von der Wickelungsform experimentell zu bestimmen, und die theoretisch von verschiedenen Autoren (Drude. Lenz) abgeleiteten Formeln an Hand der Beobachtungsresultate auf ihre Richtigkeit zu prüfen.

Die Bestimmung der Spulenkapazität geschieht nach folgender Methode:

Die zu untersuchende Spule mit der Kapazität C und dem bekannten Selbstinduktionskoeffizienten L wird mit einem Kondensator

von der Kapazität K zu einem Schwingungskreis vereinigt, dessen Schwingungsdauer T mittels des Helmholtzschen Pendelunterbrechers bestimmt wird.

Aus der Thomsonschen Formel berechnet sich dann die Spulenkapazität zu

$$C = \frac{T^2}{4\pi^2 L} - K$$

Die Genauigkeit der Meßmethode gegenüber der von Rietz angewandten war erheblich gesteigert worden, so daß Spulenkapazitäten von 1 cm noch einwandfrei bestimmt werden konnten.

Einlagige Zylinderspulen.

Für eine Spule von 940 Windungen, einer Länge von 59 cm, einem Spulenradius von 17 cm, deren Selbstinduktionskoeffizient $1{,}4 \cdot 10^8$ cm betrug, ergab die Messung eine Kapazität von unter 1 cm.

Die Formeln von Drude und Lenz, sowie die Messungen von Rietz an einer Spule gleicher Dimension lieferten die folgenden Werte

	Drude	Lenz	Rietz
	$C = 18$ cm	45 000 cm	9 cm

Die rechnerisch ermittelten Kapazitätswerte entsprachen nicht annähernd den gemessenen.

Der Verfasser schlägt deshalb für die Berechnung die folgende Näherungsformel vor, die, wie aus weiteren Messungen hervorgeht, die Verhältnisse bedeutend besser darstellt,

$$C = \frac{\varepsilon}{4 c^2 \ln \dfrac{d + \sqrt{d^2 - 4a^2}}{2a}} \cdot \frac{\pi R}{N - 1}$$

(R Spulenhalbmesser, d und a Drahtdurchmesser bzw. Ganghöhe, N Windungszahl, ε Dielektrizitätskonstante (angenähert 2) und c Lichtgeschwindigkeit.)

Vergleich zwischen gemessenen und aus der obigen Formel berechneten Werten.

N	$C_{exp.}$	$C_{ber.}$
940	< 0,9 cm	0,54 cm
11	9	4
3	25	19
2	29	37

Die Messungen ergeben weiter, daß bei einlagigen Zylinderspulen die Kapazität mit der Windungszahl abnimmt.

Die maximale Kapazität besitzt eine Spule mit nur zwei Windungen.

Zweilagige Spulen.

1. Einfluß des Lagenabstandes.

Die Messungen an zweilagigen Spulen mit verschiedenen Lagenabständen ergaben folgende Kapazitätswerte bzw. Selbstinduktionswerte:

Lagenabstand	$C_{exp.}$	$L_{exp.}$
0,06 mm	62 cm	$6{,}2 \cdot 10^8$ cm
0,16	36	$4{,}7 \cdot 10^8$
0.34	18	$4{,}7 \cdot 10^8$

Die Vergrößerung des Lagenabstandes hat eine beträchtliche Abnahme der Spulenkapazität zur Folge.

Die Abnahme des Selbstinduktionskoeffizienten ist viel weniger groß. Sie beträgt nur 24 % gegenüber 70 % bei der Kapazität.

2. Einfluß der Wickelungsart auf die Kapazität und die Selbstinduktion der Spulen.

a) Parallele und rückläufige (retrograde) Wickelung.

Spulen, bei denen nach Fertigstellung der ersten Lage das Drahtende wieder an den Spulenanfang zurückgeführt und dann die zweite Lage in demselben Sinne wie der erste ausgeführt wird, nennt man parallel gewickelt.

Rückläufig gewickelt ist eine Spule, wenn die Wickelung der zweiten Lage nach Fertigstellung der ersten vom Spulenende aus in umgekehrter Richtung fortgesetzt wird.

Tabelle
für die gemessenen Kapazitäts- und Selbstinduktionswerte von parallel und rückläufig gewickelten Spulen

Wickelungsart	Lagenabstand	$C_{exp.}$	$L_{exp.}$
Parallele Wickelung	0,06 mm	34 cm	$6{,}8 \cdot 10^8$
	0,16	21	4,9
	0,34	11	4,9
Rückläufige Wickelung	0,06 mm	62 cm	$6.2 \cdot 10^8$
	0,16	36	4,7
	0,34	18	4,7

Parallel gewickelte Spulen besitzen also, wie aus den Messungen hervorgeht, bei annähernd gleicher Selbstinduktion etwa 40 % kleinere Kapazitäten als solche mit rückläufiger Wickelung.

b) Spulen mit Chaperonwickelung.

Die Messungen an derartig gewickelten Spulen ergaben Kapazitätswerte, die kleiner waren als 0,9 cm.

3. Abhängigkeit der Spulenkapazitäten von der Windungszahl (Drahtdicke) bei gegebener Spulenlänge.

Sowohl bei parallel als auch bei rückläufig gewickelten zweilagigen Spulen zeigte sich die Änderung der Windungszahl nur von verschwindendem Einfluß auf die Kapazität.

Zweilagige Spulen mit den Windungszahlen 280, 517 und 1079 ergaben beispielsweise die folgenden Kapazitätswerte: 41 cm, 44 cm und 47 cm.

4. Näherungsformel für die Kapazität zweilagiger Spulen in Parallelwickelung.

Für die Berechnung der Kapazität zweilagiger parallel gewickelter Spulen gibt der Verfasser die Näherungsformel

$$C = \frac{\varepsilon}{4 c^2 \, l n \dfrac{d + \sqrt{d^2 - 4 a^2}}{2 a}} \cdot \pi \, R m \cdot N$$

Rm bedeutet den mittleren Spulenradius gleich

$$\frac{R_1 + R_2}{2}$$

Die folgende Tabelle enthält die so berechneten und an denselben Spulen gemessenen Werte

$C_{exp.}$	$C_{ber.}$
41 cm	50 cm
44	66
47	90

Die Übereinstimmung ist nur der Größenordnung nach vorhanden.

Mehrlagige Spulen.

Untersucht wurden Spulen von zwei bis sechs Windungslagen und zwar in Parallelwickelung.

Dabei ergaben sich die folgenden Kapazitätswerte

Lagenzahl	$C_{exp.}$
2	62 cm
3	51
4	35
5	30
6	22

Die Spule mit zwei Lagen hat die größte Kapazität. Mit wachsender Schichtzahl nimmt die Spulenkapazität beträchtlich ab.

Mehrlagige Spulen in gemischter Wickelungsart.

Wendet man bei ein und derselben mehrlagigen Spule gemischte Wickelungsarten an und vergleicht man ihre Kapazität mit der einer Spule gleicher Lagenzahl, bei der nur eine Wickelungsart zur Anwendung gekommen ist, so ergibt sich, daß die Spule mit paralleler Wickelung für alle Lagenzahlen die kleinste Kapazität besitzt.

Näherungsformel für die Berechnung der Kapazität C mehrlagiger Spulen in Parallelwickelung.

Die Kapazität mehrlagiger parallel gewickelter Spulen berechnet der Verfasser nach der Näherungsformel

$$C = \frac{\varepsilon}{4 c^2 \ln \dfrac{d m + \sqrt{d m^2 - 4 a^2}}{2 a}} \cdot \frac{\pi \cdot R m N}{n - 1}$$

n Schichtenzahl, N Windungszahl, Rm mittlerer Spulenradius und dm Mittelwert aus Lagenabstand + Drahtdurchmesser. Die Formel ergibt Werte, die der Größenordnung nach gut übereinstimmen mit den Beobachtungsresultaten.

Wünschenswert erscheint die Ausdehnung der Kapazitätsmessungen auf stufenförmig gewickelte mehrlagige Zylinderspulen, Selbstinduktionsvariometer und Flachspulen, die für die Praxis von Bedeutung wären. (D. Ref.) **A. Esau.**

(Eingesandt 10. Dezember 1917.)

Adresse des Referenten: Dr. A. Esau, Berlin W, Motzstr. 49.

J. Bethenod, Über die günstigsten Betriebsbedingungen bei Maschinenaggregaten, die aus Nebenschluß-Gleichstrommotoren und mit ihnen mechanisch gekuppelten, unmittelbar auf die Antenne arbeitenden Hochfrequenzmaschinen bestehen. (Revue Générale de l'Electricité 1, 1917. S. 1003—1006.)

In einer früheren Veröffentlichung hatte der Verfasser die Tourenkonstanz eines Maschinenaggregates untersucht, das aus einem Gleichstromnebenschlußmotor und einer mechanisch mit ihm gekuppelten Wechselstrommaschine bestand, die auf einen Kondensatorkreis arbeitete.

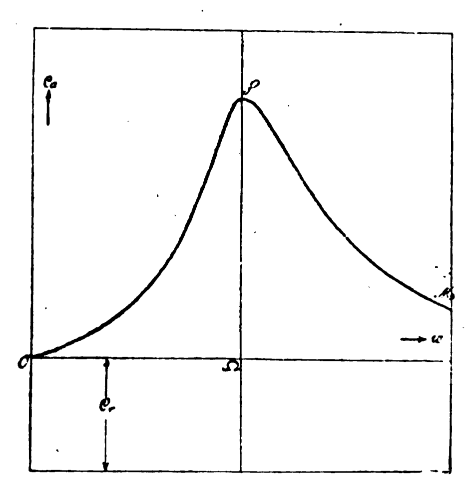
Im Anschluß hieran behandelt er in der vorliegenden Untersuchung den besonderen Fall, wo der Wechselstromgenerator eine Hochfrequenzmaschine ist und diese unmittelbar die Antenne speist.

Das vom Motor zu entwickelnde Drehmoment C_m muß das Nutzdrehmoment C_a und das Bremsdrehmoment C_r ausbalancieren.

$$C_m = C_a + C_r .$$

Berechnung des Nutzdrehmoments C_a.

Der Generator erzeuge bei einer Winkelgeschwindigkeit, die einem Wechselstrom von der 2πfachen Periodenzahl Ω entspricht, die elektromotorische Kraft E. Der Widerstand im Kreise unter Hinzufügung



des vorhandenen Strahlungswiderstandes der Antenne sei R, die Selbstinduktion L, die Kapazität C.

Die Größe des Ω ist dann bestimmt durch den Ausdruck

$$\Omega^2 = \frac{1}{C \cdot L} .$$

Bei konstant gehaltener Erregung des Generators wird die einer beliebigen Winkelgeschwindigkeit (2π fache Periodenzahl des Stromes dabei gleich ω) entsprechende Größe der EMK. gleich sein

$$E \frac{\omega}{\Omega} .$$

Diese EMK. hat in dem Kreis einen Strom zur Folge, dessen Stärke

$$J = \frac{E \frac{\omega}{\Omega}}{\sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2}}$$

ist.

Die Größe der vom Generator gelieferten Energie bestimmt sich dann zu

$$W = R \cdot J^2 = \left(\frac{\omega}{\Omega}\right)^2 \cdot \frac{E^2 \cdot R}{R^2 + L^2\left(\omega - \frac{\Omega^2}{\omega}\right)^2}$$

Da das Nutzdrehmoment C_a gleich ist dem Quotienten aus Energie und Winkelgeschwindigkeit $\frac{W}{\omega}$, so erhält man schließlich für C_a den Wert

$$C_a = \frac{\omega}{\Omega^2} \cdot \frac{E^2 \cdot R}{R^2 + L^2\left(\omega - \frac{\Omega^2}{\omega}\right)^2}.$$

C_a wird ein Maximum, wenn zwischen ω und Ω die Bedingung besteht

$$\omega^2 = \Omega^2\left[2\sqrt{1 - \frac{R^2}{4\,L^2\,\Omega^2} + \frac{R^4}{16\,L^4\,\Omega^4}} - 1 + \frac{R^2}{2\,L^2\,\Omega^2}\right]$$

In der folgenden Tabelle sind für einige Werte $\frac{R}{L\Omega}$, die aus obiger Formel sich ergebenden entsprechenden Größen $\frac{\omega}{\Omega}$ eingetragen.

$\frac{R}{L\Omega}$	$\frac{\omega}{\Omega}$
0,5	1,032
0,2	1,005
0,03	1,00005

Solange die Größe $\frac{R}{L\Omega}$ die Werte 0,2 — 0,3 nicht übersteigt, bleiben die Unterschiede zwischen ω und Ω unterhalb von $1^0/_0$.

An einem Beispiel soll gezeigt werden, daß für die praktisch in Frage kommenden Fälle $\frac{R}{L\Omega}$ wesentlich unter 0.2 bleibt, d. h. Ω und ω den gleichen Wert annehmen.

Es handelt sich beispielsweise um eine Hochfrequenzmaschine von 30000 Perioden ($\Omega = 2\pi\,30000$), die unmittelbar auf eine Antenne arbeitet, deren Kapazität 0,0025 M.F. betragen möge. Der dieser Frequenz entsprechende Antennenwiderstand sei 5 Ohm, der der Maschine und Zuleitungen 1,25 Ohm. Die Reaktanz des Kreises wird dann

$$\frac{1}{2\pi \cdot 30000 \cdot 2.5 \cdot 10^{-8}} = 212 \text{ Ohm}$$

und der Ausdruck $\frac{R}{L\Omega}$ annähernd 0,03.

Für diesen Wert ergibt die Tabelle zwischen ω und Ω die praktisch überhaupt nicht in Betracht kommende Differenz von 0,005%. C_a nimmt für die Werte $\omega = 0$ und $\omega = \infty$ den Wert Null an. Für alle Zwischenwerte wird der Verlauf des Nutzdrehmomentes als Funktion der Umdrehungsgeschwindigkeit des Generators dargestellt durch die Kurve OSM der unten stehenden Figur.

Der Punkt S entspricht der Resonanzlage $\omega = \Omega$.

Das Bremsmoment C_r.

Das Bremsmoment verdankt seine Entstehung verschiedenen Ursachen (Achsenreibung der Maschine, Luftreibung, Wirbelströme usw.). Den Hauptbeitrag liefert die Luftreibung.

Solange man sich nicht sehr weit von der Resonanzlage $\omega = \Omega$ entfernt, es sich also nur um kleine Geschwindigkeitsänderungen handelt, kann das Bremsmoment C_r als konstant angesehen werden.

Das vom Motor entwickelte Moment C_m.

Seine Größe ist so bemessen, daß es die Summe des Nutzdrehmoments und des Bremsmoments ausbalanziert

$$C_m = C_a + C_r.$$

Da C_r als konstant angenommen werden kann, so wird C_m nur durch Änderungen des Nutzdrehmoments beeinflußt.

Die Untersuchung ergibt nun, daß zur Aufrechterhaltung der Konstanz der Arbeit des Aggregates es notwendig ist, einen Motor zu wählen, dessen Umdrehungszahlen sich zwischen Null und Vollast des Generators nur unmerklich ändern. Man erfüllt diese Forderung praktisch am besten dadurch, daß man den Motor für den vorliegenden Zweck beträchtlich stärker nimmt, wie es für den normalen Betrieb des Aggregates erforderlich ist.

Ein anderer Weg zur Erreichung des gleichen Zieles, der aber an Sicherheit dem vorigen nachsteht, besteht darin, daß man die Tourenzahl des Maschinensatzes derart einstellt, daß sie etwas niedriger ist wie die zur Herstellung der Resonanz erforderliche ($\omega = \Omega$).

Man muß bei diesem Verfahren, das einen überdimensionierten Motor entbehrlich macht, aber eine geringere Leistung des Generators d. h. einen schlechteren Wirkungsgrad mit in Kauf nehmen.

Eine weitere Erhöhung der Stabilität läßt sich erreichen durch Anwendung von Regulatoren, deren Leistungen indessen praktisch bisher nicht sehr befriedigend gewesen sind.

Die obigen Bedingungen ergaben sich unter der Voraussetzung, daß die Hochfrequenzmaschine die Antenne direkt speist.

Sie gelten auch noch für den Fall, wo die Energieübertragung zwischen Maschine und Antenne durch einen Transformator bewirkt wird, dessen Streuung klein ist.

Für Transformatoren größerer Streuung verlieren die obigen Resultate ihre strenge Gültigkeit und sind nur als Annäherungswerte anzusehen.

Streng gültige Formeln für diesen letzten Fall wird der Verfasser in einer späteren Untersuchung geben. A. Esau.

(Eingesandt: 28. Juli 1917.)

Mitteilungen aus der Praxis.

Über die Entwicklung der drahtlosen Telegraphie im Kriege.

(Mitteilung aus dem Laboratorium der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. [Telefunken].)

1. Entwicklung der Großstationen.

Der Krieg begann mit einem großen Erfolge der „Drahtlosen". Die Station Nauen in Verbindung mit den kurz vor dem 1. August 1914 vollendeten Stationen Kamina in Togo und Windhuk, sowie mit Sayville in Amerika hatte die Aufgabe, unsere Handelsflotte von der Kriegsgefahr zu unterrichten und sie in gesicherte Häfen zu leiten. Durch das glänzende Funktionieren dieser großen, alle unsere Schiffe umfassenden drahtlosen Organisation wurden damals, wenigstens für einige Zeit, Millionen Tonnen Schiffsraum gerettet. — Im Verlaufe der ersten Kriegsmonate zeigte es sich, daß die neuen Kolonialstationen den Erwartungen voll entsprachen, trotz der so ungünstigen tropischen Verhältnisse. Über sechs Stunden am Tage, hauptsächlich in den Morgenstunden, konnte ein wechselseitiger Verkehr aufrecht erhalten werden. Die günstigsten Zeiten für den Empfang in Nauen waren: von 6—11 Uhr vormittags, die günstigste Welle 5500 m. In der Nacht gaben die kurzen Wellen wesentlich größere Lautstärken, aber durch die atmosphärischen Störungen, besonders in Togo, konnten sie meist nicht durchgehört werden. Die Sender arbeiteten damals noch auf beiden Seiten mit 100 KW und tönenden Funken. Diese verhältnismäßig kleine Energie reichte nach Besetzung Togos noch aus, um zeitweise Nachrichten mit Windhuk (8000 km) direkt auszutauschen.

Im Verlaufe des Krieges ergab sich immer mehr, daß die Hauptforderung, die an Großstationen gestellt werden muß, folgende sind: unbedingte Zuverlässigkeit im Betriebe, dauernde Betriebsbereitschaft und 24stündige Betriebsmöglichkeit. Von Kriegsbeginn an hatte die Nauener Maschine in dieser Hinsicht eine technische Leistung ersten Ranges aufzuweisen. Sie hatte die Aufgabe, die Verbindung Deutschlands mit der Außenwelt, insbesondere Amerika, aufrecht zu erhalten, und hat dabei ihre Mitbewerberin, was Wortleistung und Betriebssicherheit anbelangt, weit hinter sich gelassen. Ein fast 24stündiger Betrieb wurde vier Kriegsjahre lang aufrecht erhalten mit derselben Betriebssicherheit, wie man sie sonst nur bei großen elektrischen Zentralen findet.

Die Steigerung der Sendeenergie wurde allmählich auf 400 KW gebracht. Das Parallelarbeiten zweier Maschinen ergab ferner die Möglichkeit, die Antennenleistung auf 800 KW zu steigern. Das Tasten erfolgt in der Art wie beim tönenden Sender. Die Tastrelais liegen in einer der ersten Verdopplungsstufen, parallel zum Relais ein Widerstand. Die Relais sind derartig verbessert, daß ein Schnellbetrieb mit 50—80 Worten in der Sekunde möglich ist (Dornig). Durch Überlagerung einer Tonfrequenz auf eine der Verdopplungsstufen sind die Maschinensender jetzt auch in der Lage, tönend zu senden. Ein zweites Verfahren, mit Ton zu senden, besteht darin, aus derselben Maschinenanlage zwei Frequenzen zu entnehmen und sie zur Interferenz zu bringen. Die Großstation Pola ist so eingerichtet, daß sie nach beiden Verfahren senden kann. Die Schwankungen der Tourenzahl — im Empfang rufen sie störende Schwankungen des Interferenztones hervor — sind durch geschickte Kombination eines Feldwiderstandes bzw. Motorwiderstandes mit einem hochempfindlichen Zentrifugalregler beseitigt (Dornig).

Infolge der immer empfindlicher werdenden Empfangsmittel stieß man auf störende Oberschwingungen der Hochfrequenzmaschine. — Ihre Energie beträgt weniger als $^1/_{1000}\ {}^0/_0$ derjenigen der Grundschwingung; es gelang aber trotzdem, ihre Amplituden zu messen. — Durch geeignete Ableite- und Drosselkreise (Meißner) bzw. Kettenleiter (Wagner) konnte die Störung praktisch beseitigt werden.

Die Station Nauen ist jetzt so eingerichtet, daß gleichzeitig mit zwei Sendern auf zwei getrennten Antennen gearbeitet wird. Liegen die Wellen der beiden Sender dicht aneinander, so erhalten die Antennen einen Entkopplungstransformator.

Für den Großstationempfang kommt nur noch Überlagerung mit

Audion und Rückkopplung bzw. Detektor in Betracht. In bezug auf atmosphärische Störungen zeigte es sich, daß der Hochfrequenzverstärker dem Niederfrequenzverstärker überlegen ist. Um die Maximalamplituden der Störungen zu reduzieren, wird eine „Begrenzungsröhre" in die Verstärkung eingefügt. — Für den Duplexverkehr verwendete man eine zum Sender symmetrisch liegende V-Antenne in 30 bis 100 km Abstand (Meißner). Für den Empfang von Java und Amerika ging man sogar auf einen Abstand von 200 km von Nauen wegen der ungünstigen Lage der Empfangsstation zu anderen Großstationen (Königswusterhausen). Für den Empfang auf die großen Entfernungen kommen nur noch hohe Antennen in Betracht, denn in gewissen Jahres- und Tageszeiten reichen niedrige Antennen nicht aus. In der letzten Zeit wurden vielfach Rahmenantennen mit Hochfrequenzverstärkern eingeführt. Sie geben große Vorteile bei Gewitterstörungen. Die größten Erfolge in bezug auf überbrückte Entfernungen waren:

ziemlich regelmäßiger Empfang von Nauen in Java (11 000 km),
zeitweiser Empfang in Honolulu und Neuseeland (18 000 km).

Die Stationsanlage Nauen ist entsprechend der gesteigerten Anforderung gewaltig ausgebaut worden. Die Antenne ist durch einen zweiten (260 m) Turm erhöht und damit fast verdoppelt worden. Ein ragender Monumentalbau (Muthesius), der die Sende- und Empfangsanlagen birgt, geht seiner Vollendung entgegen.

Die Station in Amerika (Sayville) war bei Beginn des Krieges nur klein. Es gelang jedoch, einen 100 KW-Verdopplungssender hinüber zu schaffen und die Antenne dort auf 150 m zu erhöhen. Dadurch konnte der Verkehr mit Amerika fast über 24 Stunden ausgedehnt werden.

2. Entwicklung der tönenden Funkenstationen.

Die Stationen des Heeres und der Marine nach dem tönenden Löschfunkensystem Telefunken hatten schon zu Beginn des Krieges eine große Vollendung erreicht. Sie haben sich dementsprechend ausgezeichnet bewährt und bedurften nur konstruktiver Ausgestaltungen für neue Spezialzwecke. Bemerkenswert ist die Entwicklung eines 15 KW-Senders für Kriegsschiffe mit ihren verhältnismäßig kleinen Antennen und einer im Eisenbahnwagen eingebauten 6 KW-Station. Die fahrbaren Stationen der Armee wurden nach dem Vorbilde einer Marinesignalstation nicht mit fest eingebauten, sondern herausnehmbaren Apparaturen ausgeführt, die die Benutzung der Stationen auch in Unterständen gestatteten. Neu ist ein großer Flugzeugsender für

50 m-Welle, ferner ein Verfahren zum Doppelsenden mit zwei Sendern auf einer Antenne, in der Art, daß die Antenne durch Kopplung mit einem abgestimmten Kreis auf zwei Wellen gleichzeitig abgestimmt ist (Vos). Neue Variometer mit in Isoliermaterial vernähten Spulen (Schieferstein) fanden bei fast allen tönenden Stationen erfolgreich Anwendung.

Für Schützengrabenverkehr (Bedingung: Arbeiten auf 3 km, nicht sichtbare Antenne und geringes Gewicht) konnte erst eine Lösung gefunden werden, nachdem der Kathodenröhrenverstärker alle Hemmungen, die sich seiner Einführung entgegenstellten, überwunden hatte. Jetzt konnte proportional mit der Verstärkung auf der Empfangsseite die Energie des Senders reduziert werden, und da die einfache Verstärkerröhre eine 15 fache, 3 Röhren hintereinander eine über 2000 fache Verstärkung geben, reichte jetzt ein Energieaufwand von 50—100 Watt für die obigen Bedingungen aus.

Telefunken hatte sich schon längere Zeit vor dem Kriege (Mitte 1913) von der alten mit Gas erfüllten Liebenröhre abgewendet und sie als Hochvakuumverstärker ausgebildet. Etwa 2 Monate vor dem Kriege waren die ersten einwandfrei arbeitenden Verstärker in Betrieb gekommen. Nun wurde die Verstärkertechnik entsprechend ihrer großen Bedeutung sehr rasch theoretisch und technisch angebaut (Reiss, Rukop, Schottky). Von einem anfänglichen Volumen des Zweifachverstärkers von 8 cdm kam man bei Drei- und Vierfachverstärkern auf eine Größe von 1,6 cdm herunter, von 100 Volt Anodenspannung auf 12 Volt. Ja, man kommt sogar jetzt mit einer 6 Volt Batterie für Heizung und Anodenspannung aus. Die Heizungsenergie der Röhre ging herunter von 1,6 auf 0,4 Watt. Auch an Verstärkern ohne Heizung wurde gearbeitet (Kossel, Marx).

Unendliche Mühe kostete es, in ganz kurzer Zeit die für die militärische Masseneinführung und einfachste Bedienung erforderliche Gleichförmigkeit im Vakuum, in der Fadenstärke und in der Gitterkonstruktion zu erreichen. Nachregulieren der Heizung sollte ausgeschlossen sein, jede Röhre sollte ohne weiteres durch eine andere in jedem Apparat ersetzt werden, und es war erforderlich, daß die Verstärkung beim Abfall der Akkumulatoren sich nicht änderte (Eisenwiderstände). Nur durch Herstellung der Einzelteile in feinsten Präzisionsmaschinen erreichte man die verlangte Genauigkeit.

Zunächst wurden die Verstärker zum Abhören der feindlichen Telephongespräche vorgeschlagen (Graf Arco). Für die Schützengrabenverbindungen wurde die alte Erdtelegraphie mit 100 m Basis

der Erden aufgegriffen (Meißner). Größere Reichweiten gaben hier auf dem Boden liegende Drahtschleifen. Etwas später entstanden die Funkensender, Sender mit einem Wellenbereich von 300—800 m, gespeist von kleinen, eigens für diese Zwecke ausgebildeten Hammern und Kollektoren (12 Volt) (Schlömilch), später mit kleinen Maschinen durch Hand, Tretrad oder Benzindynamo angetrieben.

Die Antennen für diese Stationen waren einfache, auf der Erde liegende Kabel. Durch Einfügen eines kleinen Verkürzungskondensators konnte die Dämpfung derselben in einen einigermaßen zulässigen Bereich gebracht werden. — Als die Engländer Flugzeugstationen für die Artilleriebeobachter in großer Zahl einführten, wurden zur Abwehr derselben Störstationen gebaut.

Gleichzeitig erfolgte zusammen mit anderen Firmen, jedoch in der Hauptsache durch Telefunken, die Entwicklung kleiner Flugzeugsender mannigfacher Typen. Besonders schwierig waren hier die Bedingungen, einfache Umschaltung auf verschiedene Wellen, auf verschiedene Energiestufen ohne Korrektur der Erregung, und bei großen Tourenschwankungen immer reiner Ton. Die Aufgabe wurde teils durch geschickte Konstruktionen, teils durch eingehende Studien der Tonverhältnisse der Maschine gelöst (Tonbereich Meißner-Vos). Der Empfang im Flugzeug wurde nur ermöglicht durch Verwendung der von Telefunken eingeführten, gegen Erschütterung unempfindlichen Karborunddetektoren und vor allem durch den Verstärker.

3. Entwicklung der Röhrensender.

Bei der immer mehr zunehmenden Zahl der Funkenstationen am Boden und in der Luft entstanden vielfach derartig gegenseitige Störungen, daß nun auch die F. T., das letzte Nachrichtenmittel, vielfach unmöglich wurde. Hier waren die ungedämpften Röhrensender mit ihrem idealen selektiven Interferenzempfang die einzige Rettung, und so stand denn auch die „Drahtlose“ seit Mitte 1917 vollkommen im Zeichen des Röhrensenders. Die ganze Erfinder- und Konstruktionsarbeit lag hier in der Hand von Telefunken. In kürzester Zeit wurden für alle vorhandenen Stationsformen und alle ihre verschiedensten Bedingungen vom kleinsten Schützengrabensender bis zum 1 KW-U-Bootssender, ja bis zum 10 KW-Großstationssender neue Röhrensender durchgebildet.

In letzter Zeit erhielten die Sender vielfach Zusätze für Telephonie, meist mit direktem Besprechen des Gitters (Meißner) für die größeren Sender mit vorgeschalteter Starkstromverstärkung der Sprache.



Durch die Starkstromverstärkung ist jetzt in einfachster Weise die Frage des Starkstrommikrophons gelöst. Auch einfache Telephonie-Kleinstationen entstanden mit Umschaltung von Senden auf Empfang durch einen Druckknopf oder mit Verwendung zweier Antennen ohne Umschaltung. Zum Gegensprechen mit nur einer Antenne wurde eine neuartige Schaltung (Dreieckschaltung, Vos) erprobt. Ebenso wurde Telephonie auf Leitungen versucht zu dem Zwecke, Bruchstellen der Leitungen zu überbrücken, bzw. um mehrere Gespräche auf einer Leitung zu führen. Die Grundlage für die Ausgestaltung all dieser Sender war die eingehende experimentelle und theoretische Erforschung der Vorgänge in der Senderöhre, sowie der Vorgänge in den mit der Röhre verbundenen Sendekreisen (Meißner, Rukop, Vos). Eine eingehende Durcharbeitung der für Hochvakuumröhren notwendigen Materiale und ihrer Behandlung, der Glühfäden, ihrer Elektronenemission und Lebensdauer führten zu einer technisch einwandfreien Röhrenfabrikation (Haußer, Reinkober, Rukop).

4. Richtsender.

Das Telefunkenkompaßprinzip kam zur Anwendung bei zwei großen Richtsenderstationen, welche nach Angaben der Marine - Harbich — entworfen und von Telefunken durchkonstruiert wurden. Die Anordnung nach Bellini-Tosi mit nur zwei senkrechten Antennen führten durch Verwendung eines Zwischenkreises zwischen Erregerkreis und Antenne und eines Kompensationstransformators zur Aufhebung der direkten Kopplung zwischen den beiden Antennen zu ausgezeichneten Ergebnissen und ermöglichte die Verwendung von tönenden Löschfunken (Meißner).

5. Hochfrequenzspulen.

Für die ungedämpften Sender wurde eine neue Spulenform mit geringer Dämpfung und bester Raumausnützung entwickelt (gegenüber der einlagigen Zylinderspule bei annähernd gleicher Dämpfung $^1/_5$ des Raumes) in der Art, daß der gegebene Raum durch mehrlagige Wicklungen möglichst ausgefüllt, dagegen der Abstand der Wicklungen auf ein Mehrfaches der Drahtstärke erhöht wurde (Meißner).

Außerdem wurden für besondere Sende- und Empfangszwecke, wo es darauf ankommt, möglichst geringe Streufelder zu erzielen, Ringspulen mit einer kapazitätsfreien Wicklung verwendet. Die Wicklung ist so angeordnet, daß große Spannungsunterschiede zwischen benachbarten Leitungen nicht auftreten (Vos).

6. Empfänger.

Hier lag eine große Schwierigkeit darin, sich trotz höchster elektrischer Anforderungen in der Konstruktion anzupassen an ein Personal mit ungenügender Ausbildung und fast ohne technisches Verständnis. Dabei mußte hier auf der ganzen Linie wegen der Zusammendrängung von unzähligen Stationen auf kleinen Raum zu Zwischenkreisempfängern übergegangen werden. Besondere Geschicklichkeit erforderten die ganz neu entwickelten Audionrückkopplungsempfänger mit einer einfachen Umschaltung von Primär auf Sekundär fast ohne Nachstellung der Rückkopplung. Sehr viele verschiedenartige Schaltungen zur Erzielung einer betriebssicheren Rückkopplung wurden erprobt, von denen sich einige als brauchbar erwiesen (Eberhard, Leib, Schlömilch). Die Aufgaben konnten hier nur durch eingehende theoretische Untersuchungen des Audions, der Rückkopplung und der Überlagerung gelöst werden. Die Einführung besonderer Meßmethoden, insbesondere für die Messung des Vakuums, der Röhren waren erforderlich (Rukop). Eine grundlegende Verbesserung führte Telefunken im Hochfrequenzverstärker (von Bronk), insbesondere im vielstufigen aperiodischen Hochfrequenzverstärker (Hänni) ein. Sein Hauptwert lag darin, daß durch ihn die Reizschwelle des Detektors herausgeschoben wird, so daß die schwächsten sonst unhörbaren Stationen gehört werden. Daraus ergab sich, daß bei einer Verstärkung durch vier bis fünf Röhren auf kleinste Empfangsantennen übergegangen werden konnte. Durch Einfügen eines oder mehrerer abgestimmter Kreise zwischen zwei Röhren wurde sein Anwendungsgebiet auf die kürzeren Wellen (unter 2000 m) ausgedehnt (Esau, Hänni, Schlömilch). Durch Verbindung des Hochfrequenzverstärkers mit dem Überlagerer und besonderer Einstellung konnte bei Empfang tönender Funken (kurze Wellen) eine Tonerhaltung und besonders hohe selektive Verstärkung erzielt werden (Meißner).

Drei neue Empfangsverfahren für ungedämpfte Schwingungen seien hier erwähnt:

Der Töner (Graf Arco, Schlömilch). Ein von einem kleinen Röhrensender für 500—3000 Perioden angetriebener Kontakt, der ähnlich wie das Goldschmidtsche Tonrad in ganz bestimmten Momenten des Hochfrequenzwechsels, hier aber 1000—6000 mal in der Sekunde, dem Telephon die Energie zuführt, und zwar derart, daß Interferenztöne entstehen. Seine Empfindlichkeit nähert sich der des Überlagerungsempfanges.

Die Tonmaschine (Vos). Der Interferenzton wird dadurch er-

zeugt, daß ein Teil der Empfangsenergie durch eine rotierende Maschine in eine um z. B. 500 oder 1000 Perioden veränderte Frequenz verwandelt wird. Diese Frequenz kommt zur Interferenz mit der ursprünglichen Empfangsfrequenz.

Beeinflussung des Gitters einer Hochfrequenzverstärkerröhre des Empfängers durch eine Tonfrequenz, z. B. einen Summer (Meißner). Nach Trennung der Hochfrequenz von der Niederfrequenz in der Anode, werden die ungedämpften Schwingungen in Form von Ton gehört.

7. Richtempfänger.

Zunächst hat die Bellini-Tosi-Goniometeranordnung mit zwei Antennenpaaren in der Marconischen Ausführung mit loser Detektorkopplung große Verbreitung gefunden. Später wurde im Richtempfang eine ganz wesentliche Vereinfachung erzielt durch Einführung der vielstufigen Hochfrequenzverstärkung in Verbindung mit einer einfachen Drehrahmenantenne von etwa 1 qm Windungsfläche Eberhard). Die Empfindlichkeit und Richtwirkung dieses einfachsten, im Zimmer aufstellbaren Empfängers übertrifft die früheren Richtanlagen. Bei größerem Rahmen trat eine Störung der Richtwirkung durch eine Höhenwirkung der Rahmenantenne auf. Sie wurde durch eine Erdung des unsymmetrischen Teiles über einen Kondensator beseitigt. Zu Ortsbestimmungen aus den Peilungen auf zwei Sender entstand ein Apparat, bestehend aus zwei Rahmen in Verbindung mit einer Einstellung der Nord- und Südrichtung (Ortsfinder).

8. Relais.

Durch Ausnützung einer der zwei Unsymmetrien der Charakteristik der Verstärkerröhre gelang die Lösung der Relaisfrage (Meißner). Bei Einstellung des von dem verstärkten Starkstrom beeinflußten Gitters auf ein bestimmtes positives oder negatives Potential können starke Gleichstromänderungen im Anodenkreis hervorgerufen werden, auf die ein Relais anspricht. Hiermit ergab sich die Ausbildung des Morseschnell- und Typendruckschreibers, Hupenanrufes und einer Minenzündeinrichtung. Um bei letzterer größere Störungsfreiheit zu erzielen, wurden hinter die Relaisröhre auf rhythmische Stromstöße (Metronomsender) ansprechende Resonanzinstrumente geschaltet (Schieferstein, Schlömilch). Das Siemenssche, vom Flugzeug aus gesteuerte Fernlenkboot arbeitete ebenfalls mit der Telefunkenrelaisanordnung. Für die Flieger wurde ein auf dem Relaisprinzip beruhender Lichtsignalempfänger entwickelt.

9. Antennen.

Während vor dem Kriege in vielen Kreisen noch sehr unklare Vorstellungen über Antennen, insbesondere Niedrigantennen, verbreitet waren, fanden nunmehr die von Telefunken aufgestellten Grundsätze über Einfluß der Antennenhöhe, -länge, -form, des Gegengewichtes und der Erde allgemeine Anerkennung. In der Hauptsache gilt: Die Senderwirkung ist proportional dem Quadrate der mittleren Höhe und fast unabhängig von Länge und Form der Antenne. Die Empfangswirkung ist ebenfalls proportional dem Quadrat der Höhe und außerdem proportional der Länge und Fläche. Weitere theoretische und experimentelle Untersuchungen, insbesondere über die Verluste in der Erde, Schattenwirkungen von Antennen, Bedeutung von Rahmenantennen für Senden und Empfang, vertieften die Erkenntnisse (Abraham). Durch absolute Strahlungsmessungen wurde nachgewiesen, daß die Strahlungswirkung einer Antenne dem theoretischen Wert entspricht (v. Traubenberg). Es erübrigen sich dementsprechend jetzt in der Praxis Strahlungsmessungen, und man kann für den Strahlungswiderstand immer den für die mittlere Kapazitätshöhe berechneten Wert einsetzen. Ein wichtiges Ergebnis war folgendes: Durch Vergrößerung der Antennenfläche sinkt bei langen Wellen entsprechend der verringerten Konzentration der Ströme in der Erde der Antennenwiderstand (Vos). Der Wiederanstieg des Antennenwiderstandes mit zunehmender Welle ist demnach vielfach auf zu kleine Antennenkapazität zurückzuführen.

Eine eingehende theoretische Untersuchung behandelte die Frage, in welcher Art eine Antenne für Laboratoriumsversuche durch ein künstliches Gebilde ersetzt werden kann (Wagner).

(Eingesandt 31. Januar 1919.)

Patentschau.

Von H. Eales.

Lee de Forest in New York beschreibt in der amerikanischen Patentschrift 1 183 803 Schaltungen für drahtlose Telephonie, die in Fig. 1, 2 und 3 dargestellt sind und deren Zweck ist, während der Sprechpausen keine Ausstrahlung von Hochfrequenzenergie zuzulassen, vielmehr diese Ausstrahlung der Hochfrequenzwellen lediglich während des Sprechens gegen das Mikrophon selbsttätig auszulösen. Zu diesem Zwecke wendet er eine Brückenschaltung nach Art der Wheatstoneschen Brücke an, wobei die Mikrophone in zwei oder in

allen vier Brückenzweigen so eingeschaltet, und diese Brückenzweige bzw. ihre Hochfrequenzwiderstände so abgeglichen sind, daß für gewöhnlich, d. h. also während der Sprechpause Gleichgewicht in der Brücke herrscht und dieses erst infolge des Sprechens selbst gestört wird. Als Stromquelle dient eine Wechselstrommaschine *S*, die über den Transformator *T*, eventuell unter Zwischenschaltung einer Drosselspule *J*, entweder, wie bei Fig. 1 direkt einen Hochfrequenzkreis *CDP* speist, der irgendeine Entladungsstrecke z. B. eine Löschfunken- oder Tonfunkenstrecke *D* oder einen Lichtbogen - Hochfrequenzgenerator enthält, oder, wie bei Fig. 2 unmittelbar an die Brückenschaltung gelegt ist. Im ersteren Falle kann mit Resonanzfunken oder mit Partialentladungen gearbeitet werden; letzteres besitzt insofern Vorteile, als der Ton oder das Summen des Speisewechselstromes weniger störend ist. Die Brückenschaltung enthält bei Fig. 1 in den beiden Zweigen 1 und 2 je einen Kondensator $C^1 C^2$, und in den anderen Zweigen Drosselspulen $L^1 L^2$, zu denen parallel ein Doppelmikrophon *B V F M* liegt. *A* ist die bei *E* geerdete Antenne und L_3 eine Abstimmspule, die wie Fig. 2 zeigt, gleichzeitig als Kopplung für das Empfangsaudion D^3 dienen kann, wobei dann ein Gegensprechen möglich ist. Bei Fig. 1 wird also während des Sprechens gegen die Mikrophonmembran *F* das vorher herrschende Gleichgewicht der Brücke gestört und auf diese Weise eine Wellenaussendung ausgelöst. Bei der Schaltung nach Fig. 2 liegt die Wheatstonesche Brückenschaltung im Niederfrequenz- oder Speisekreis und alle vier Brückenzweige enthalten Mikrophonkontakte *M'* von dem immer die beiden gegenüberliegenden beim Sprechen im gleichen Sinne beeinflußt werden. Fig. 3 zeigt beispielsweise eine Mikrophonanordnung, um die Beeinflussung der Hochfrequenzschwingungen durch die Sprache zu ver-

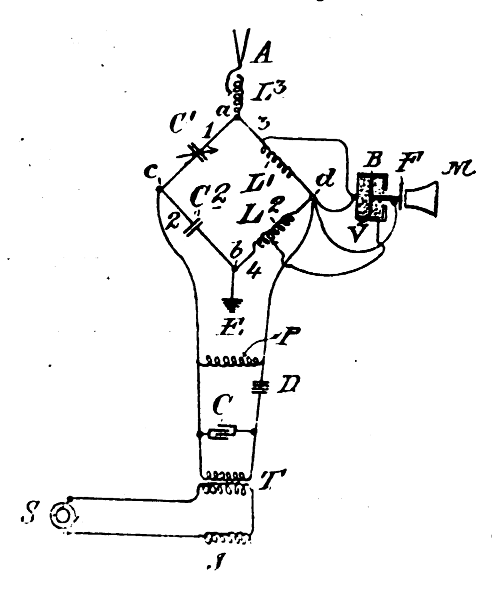


Fig. 1.

größern. Diese Anordnungen sind deshalb für das Problem der drahtlosen Telephonie wichtig, weil nur während des eigentlichen Sprechens Wellen ausgesendet werden und daher alle Störungen, die bei der

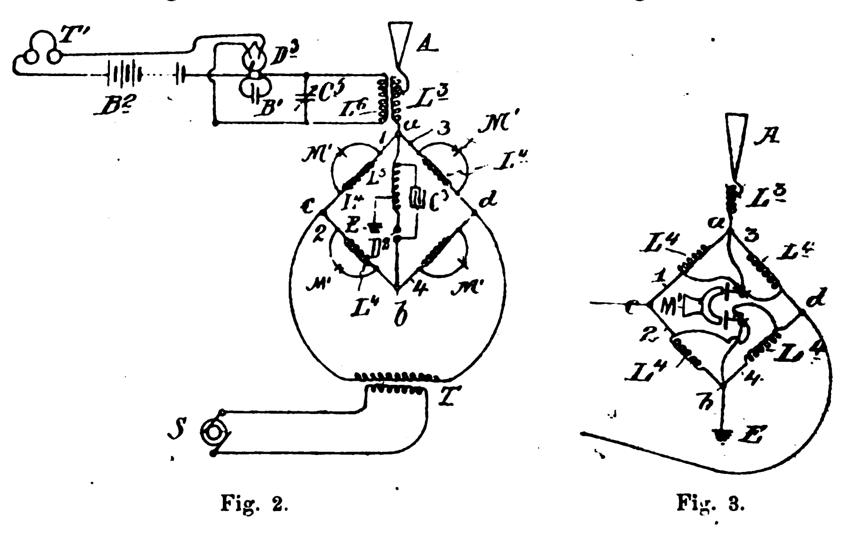


Fig. 2. Fig. 3.

bisher üblichen Art der drahtlosen Telephonie, wobei dauernd Wellen ausgesendet und nur im Rhythmus der Sprache moduliert wurden, bestehen, vermieden werden.

Edwin B. Dallin in Arlington, Mass. V. St. A., beschreibt in der amerikanischen Patentschrift 1 202 168 eine Empfangsschaltung für drahtlose Telegraphie, die in Fig. 4 dargestellt ist. In dieser bedeutet V den Empfangsluftleiter, der bei E unter Einschaltung der regelbaren Induktanz L_1 und des regelbaren Kondensators C_1 geerdet ist. Der aus der Induktanz L_2 und dem Kondensator C_2, die ebenfalls beide regelbar sind, bestehende Empfangskreis ist auf die Empfangsschwingungen abgestimmt und in irgendeiner Weise mit dem Detektor D und dem Empfangsapparat, z. B. dem Telephonhörer T gekoppelt, wobei C der bekannte, zum Telephonhörer parallel geschaltete Kondensator ist. Die Induktanzen L_1 und L_2 sind rechtwinklig zueinander angeordnet, so daß ihre gegenseitige Induktion Null ist und keine direkte elektrische Rückwirkung zwischen dem Empfangsluftleiter und dem geschlossenen Empfangsschwingungskreis stattfindet. Um jedoch die Empfangsenergie vom Luftleiter auf den Empfangskreis zu übertragen, ist ein offenes Leitungssystem vorgesehen, bestehend aus den Spulen L und L', von denen jede aus einer oder mehreren Windungen (in Fig. 4 sind drei

Windungen dargestellt) besteht und mit der zugehörigen Induktanz L_1 bzw. L_2 vorzugsweise fest gekoppelt ist und zwar an solchen Stellen, die von den einstellbaren Kontakten an diesen Spulen entfernt sind. Dieses offene Koppelungssystem sollte sehr geringen Widerstand und praktisch keine Kapazität besitzen und vorzugsweise aus Litzendraht

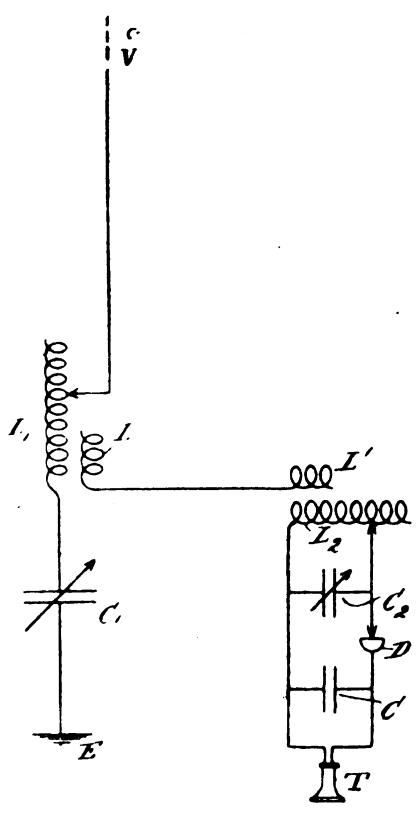


Fig. 4.

bestehen. Infolge des Umstandes, daß die Achsen der Spulen L_1 L_2 rechtwinklig zueinander liegen und es daher möglich ist, die gegenseitige Induktion zwischen diesen Spulen bis auf Null zu verringern, ohne daß es nötig wäre, sie räumlich weit entfernt voneinander anzuordnen, ist es möglich, die verschiedenen Spulen und Kondensatoren samt den zugehörigen Apparaten in einem verhältnismäßig kleineren und leicht transportablen Gehäuse unterzubringen. Die Energieübertragung vom Antennensystem

auf den Empfangskreis erfolgt also durch das offene Schwingungssystem $L L'$ auf elektrostatischem Wege. Dallin behauptet, daß er durch Versuch festgestellt habe, daß bei dem gleichen Betrag der Selektivität und der Abstimmschärfe die mit der beschriebenen Anordnung empfangenen Signale bei sonst gleichen Versuchsbedingungen eine größere Intensität haben als bei induktiv lose gekoppelten Empfangsschaltungen.

Greenleaf Whittier Pickard in Amesbury Mass., V. St. A., beschreibt in den amerikanischen Patentschriften 1 144 969 und 1 184 376 ebenfalls Empfangsschaltungen für drahtlose Telegraphie und Tele-

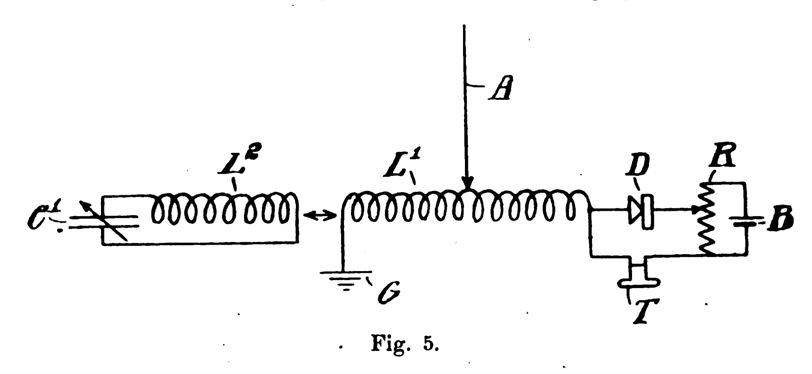


Fig. 5.

phonie mit ungedämpften Schwingungen. Fig. 5 zeigt die einfachste Schaltungsanordnung nach dem erstgenannten Patent 1 144 969. Bei dieser Schaltung sollen die Eigenschwingung des Antennensystems $A L^1 G$, diejenige des geschlossenen Schwingungskreises $C^1 L^2$ und die Koppelung zwischen diesen beiden Schwingungssystemen, die durch den Doppelpfeil als veränderlich angedeutet ist, so bemessen und eingestellt sein, daß zwei Schwingungen verschiedener Frequenz auftreten, wenn praktisch ungedämpfte Schwingungen vom Luftleiter aufgefangen werden. Diese beiden Schwingungen wirken dann zusammen in Form von Schwebungen, die eine niedrigere Frequenz besitzen, wie dies durch *a*, *b*, *c* in Fig. 6 angedeutet ist, wobei dann die Energie periodisch wächst und abnimmt. Wenn dann die Frequenz in einem der oben genannten Schwingungssysteme der Fig. 5 von der Größenordnung von einigen 10 000 in der Sekunde ist und wenn die Frequenz im anderen Systeme von gleicher Größenordnung, aber ein klein wenig niedriger ist, dann wird die Schwebungsfrequenz einem hörbaren Tone entsprechen. Da diese aber naturgemäß nicht unmittelbar in einem Telephonhörer abgehört werden könnte, muß ein

Gleichrichterdetektor D mit der Spule L^1, d. h. mit demjenigen Teile von ihr, der sich in Fig. 5 nach rechts über den Anschlußpunkt der Antenne A hinaus erstreckt, gekoppelt werden. Als Detektor kann jeder beliebige Kristalldetektor oder Vakuumrohr verwandt werden. Die entstehenden Pulsströme, die nun auf das Telephon T zur Einwirkung kommen, sind in Fig. 7 mit $a^1\ b^1\ c^1$ angedeutet. Die ankommenden ungedämpften Empfangsschwingungen der Frequenz N erzeugen also in $A\,L'\,G$ und $L^2\,C^1$ zwei Schwingungen von etwas

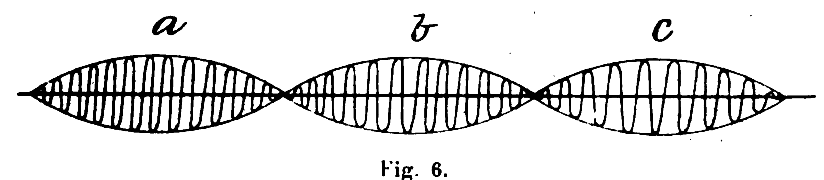


Fig. 6.

voneinander abweichender Frequenz N^1 und N^2, die Schwebungen erzeugen, die ihrerseits nach Gleichrichtung durch den Detektor Pulsströme von hörbarer Frequenz ergeben. Sind also das Antennensystem und der geschlossene Schwingungskreis durch ihre Kapazität, Induktanz und Widerstand auf die gleiche Frequenz abgestimmt wie die der Empfangsschwingungen und ist der Koppelungskoeffizient zwischen

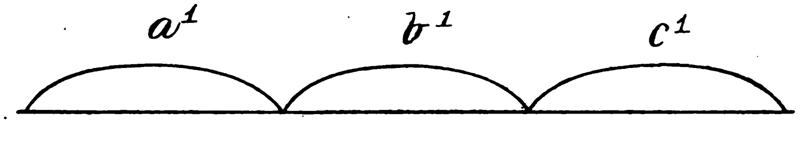


Fig. 7.

beiden Systemen gleich K, so betragen die Frequenzen der beiden entstehenden Schwingungen nach den bekannten Gesetzen

$$N^1 = \frac{N}{\sqrt{1+K}} \quad \text{und} \quad N^2 = \frac{N}{\sqrt{1-K}}$$

je loser die Koppelung gemacht wird, desto mehr nähern sich N^1 und N^2 dem Werte N und umgekehrt entfernen sie sich desto mehr von N, je fester die Koppelung gemacht wird; im ersten Falle wird der Schwebungston tiefer und kann sogar bis unterhalb der Gehörgrenze sinken, während er im anderen Falle beliebig hoch gemacht werden kann. Man hat es also in der Hand, lediglich durch Regelung der Koppelung die empfangenen ungedämpften Schwingungen mit beliebigem Tone im Telephon hörbar zu machen. Pickard gibt noch eine An-

zahl abgeänderter Schaltungsmöglichkeiten an. Bei Fig. 8 ist zum Beispiel das den Detektor D und das Telephon T enthaltende System bei G geerdet und mittels der Spule L^3 mit der Spule L^1 induktiv gekoppelt, wobei diese Koppelung ebenfalls regelbar sein kann, und in Fig. 9 ist der Kreis der Spule L^3 nicht offen, sondern durch den Kondensator C^2 geschlossen; der so gebildete Schwingungskreis kann gegebenenfalls auf die gleiche Schwingungszahl abgestimmt werden wie

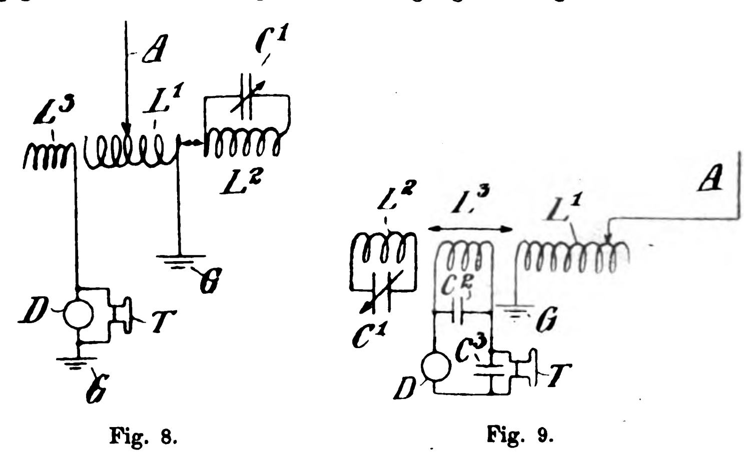


Fig. 8. Fig. 9.

die anderen Schwingungssysteme und der Detektorkreis $D\,C^3\,T$ ist parallel zu diesem Kondensator C^2 geschaltet.

Fig. 10, 11 u. 12 zeigen die Empfangsschaltungen nach der anderen oben genannten amerikanischen Patentschrift 1 184 376 von Pickard. In Fig. 10 ist 1 eine in der bei G geerdeten Antenne A eingeschaltete Spule. 2 ist eine weitere Spule, die an einem Ende frei endigt, während ihr anderes Ende mit dem Detektor D verbunden ist, der die übliche Schaltung (Telephon T, Spannungsteiler $B\,R$) aufweist. 3 ist eine dritte Spule, die an einem Ende bei G^1 geerdet ist. Pickard behauptet, mit dieser Anordnung bessere Ergebnisse erzielt zu haben, indem er so den sonst gebräuchlichen geschlossenen Sekundärkreis vermeidet. Jede der Spulen 1 und 3 ist, wie die doppelten Pfeilspitzen andeuten, gegenüber der zwischen ihnen liegenden feststehend angeordneten Spule 2 verstellbar. Die Spule 1 besitzt vorzugsweise einen viel kleineren Durchmesser als die Spule 2, so daß sie in die Spule 2 hineingeschoben werden kann. Die Spule 2 soll eine hohe Induktanz besitzen (z. B. 19 500 Mikrohenry) und die Koppelung zwischen 1 und 2 soll lose eingestellt werden. Die Spule 3 besteht

dagegen nur aus einigen Windungen von Flachdraht, so daß die Eigenperiode sehr hoch ist und also einer außerordentlich kurzen Wellenlänge entspricht. Würde sie nämlich aus vielen Windungen dünnen Drahtes bestehen, so würde sie Energie verzehren, indem sie bei einer bestimmten Frequenz in Resonanz mit den empfangenen Schwingungen kommen würde. Die Spule 3 besitzt nur einen soviel kleineren Durch-

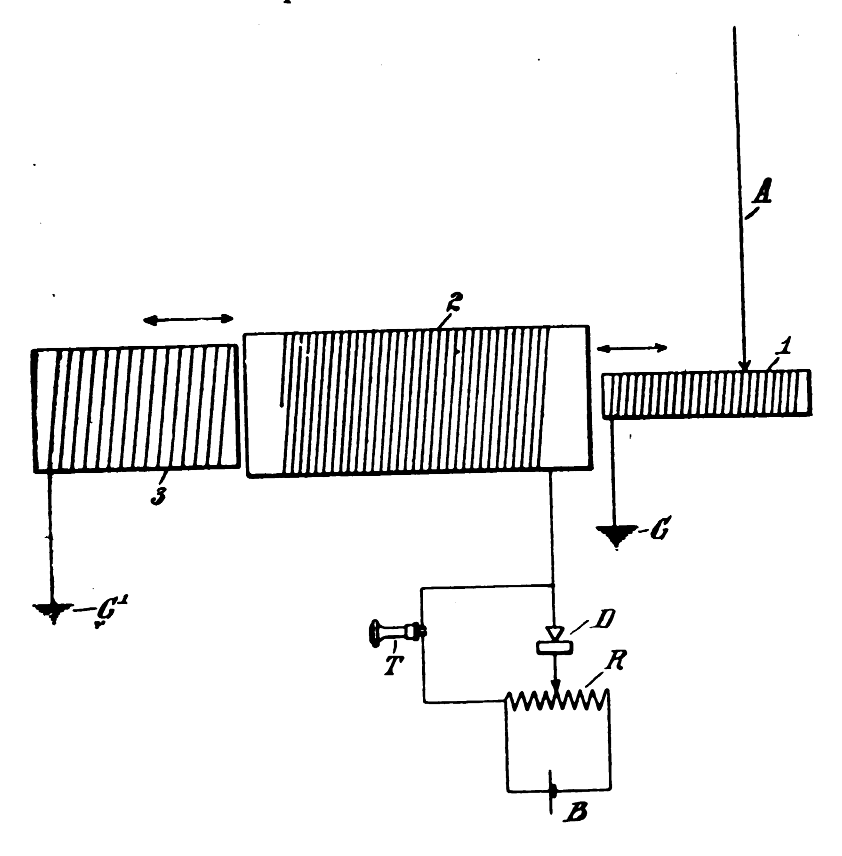


Fig. 10.

messer als die Spule 2, um gerade noch in diese hineingeschoben werden zu können, so daß also die Windungen beider Spulen 3 und 2 sehr nahe aneinander liegen. In Fig. 11 ist wiederum *A* die Antenne, die bei *G* unter Einschaltung der Spule 4 geerdet ist. Die zu einem offenen Schwingungssystem zusammengeschalteten Spulen 5 und 6 sind

zu beiden Seiten der Antennenspule 4 angeordnet und in solchem Wicklungssinn gewickelt, daß ihre äußeren Enden jeweils verschiedenes Potential (Hochfrequenz) besitzen, wie durch die + und — Zeichen angedeutet ist. Der Detektor *D* mit dem Telephon *T* ist dann zwischen diese äußeren Enden dieser Spulen geschaltet. Bei Fig. 12 endlich sind die Teile 9, 10, *D* und *T* und die veränderlichen Koppelungen (Doppelpfeilspitzen) die gleichen wie in Fig. 8, indessen haben die Spulen 9 und 10 solchen Wicklungssinn, daß ihre Außenenden nicht entgegen-

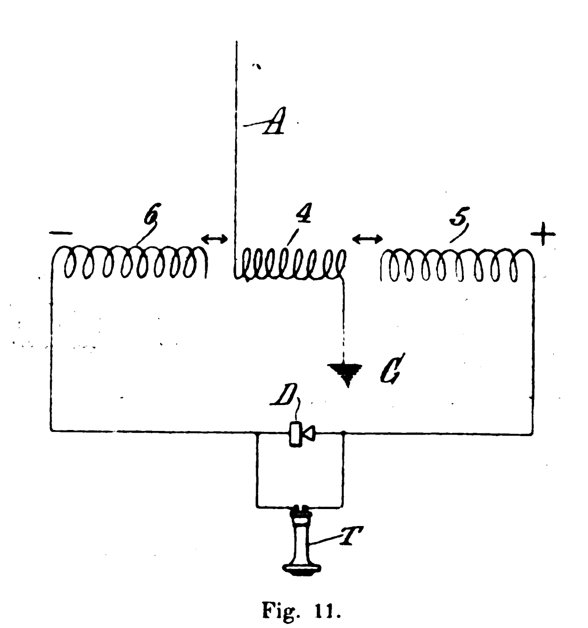


Fig. 11.

gesetztes, sondern gleichnamiges Potential (Hochfrequenz) besitzen, wie durch die + + Zeichen angedeutet ist. Das Antennensystem *A G* besitzt zwei Zweige, von denen jeder einen einstellbaren Kondensator *K* bzw. K^1 und eine Spule 7 bzw. 8 enthält. Spule 7 ist mit Spule 9 und Spule 8 ist mit Spule 10 einstellbar gekoppelt. Diese Schaltungsanordnung dient als Störungsverhinderung (interference-preventer). Wenn nämlich der eine Antennenzweig, z. B. *A*, *K*, 7, *G* verstimmt wird, so nehmen die Antennenschwingungen beim Empfang der Signale entfernter Sendestationen lediglich ihren Weg durch die Spule 8, da nur dieser Weg in Resonanz ist, während sie den verstimmten Weg über die Spule 7 meiden. Infolgedessen

wird nur die Spule 10 induziert, nicht aber die Spule 9 und daher der Detektor *D* erregt. Jeder ankommende aperiodische Impuls jedoch (z. B. atmosphärische Störung) verteilt sich gleichmäßig auf die beiden Antennenzweige, so daß beide Spulen 9 und 10 gleichstark induziert werden und infolge ihrer gleichnamigen Induktion sich in ihrer Wirkung auf den Detektor gegenseitig aufheben.

Anordnungen für drahtlose Duplex-„Telegraphie“ und „Telephonie“ beschreibt Richard Pfund in New York in der amerikanischen

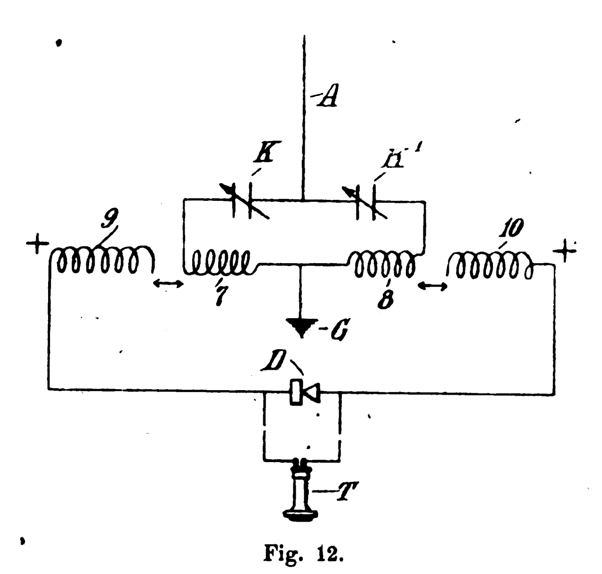


Fig. 12.

Patentschrift 1 076 312. Es handelt sich also um die Lösung des Problems, drahtlose Signale auszusenden und gleichzeitig ohne gegenseitige Störung auch solche Signale zu empfangen. In Fig. 13 ist 1 der übliche abgestimmte Hochfrequenz-Senderkreis mit Kondensator 2 Funkenstrecke 3 und Selbstinduktionsspule 4. Das eine Ende dieser Spule 4 ist durch die Leitung 5 mit der Erde bei 6 und zugleich mit der einen Seite eines abgestimmten Schwingungssystems verbunden, der die Kapazität 8, die Induktanz 9 und den Widerstand 10 enthält, die alle drei einstellbar sind. Das Schwingungssystem 7 nennt Pfund den „künstlichen Schwingungskreis“. Die andere Seite dieses Schwingungskreises ist bei 11 mit der einen Seite einer Spule 12 verbunden; an die andere Seite dieser Spule 12 ist der Luftleiter 13 gelegt. Der genaue Mittelpunkt 14 der Spule 12 ist mit dem verbleibenden Ende 15

der Spule 4 verbunden. Man ersieht, daß bei geeigneter Abgleichung des „künstlichen Schwingungskreises“ 7 gegenüber dem Luftleiter-Erdesystem 13—6 in der Spule 12 ein Gleichgewichtszustand oder Ausgleich auftritt, indem gleichstarke und entgegengesetzt gerichtete Ströme im selben Augenblick während des Sendens in der Spule 12 entweder nach dem Punkt 14 hin oder von ihm fort fließen und daß diese gleichstarken und entgegengesetzt gerichteten Ströme ihrerseits in der mit der Spule 12 induktiv gekoppelten Empfangsspule 16 gleich-

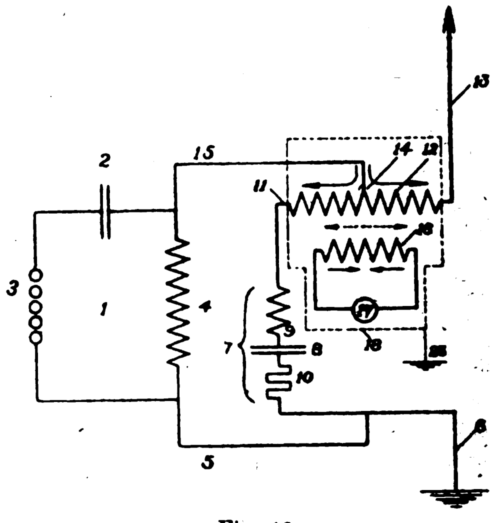


Fig. 18.

starke und entgegengesetzt gerichtete Ströme induzieren werden, so daß auf den im Stromkreis der Spule 16 liegenden Empfangsapparat 17 keine Wirkung ausgeübt wird, vorausgesetzt, daß diese Spule 16 gegenüber der Spule 12 ebenfalls so angeordnet oder eingestellt ist, daß der genaue Mittelpunkt der Spule 16 mit dem genauen Mittelpunkt der Spule 12 zusammenfällt. Zu diesem Zwecke soll die Spule 16 von Hand im Innern der Spule 12 in deren Achse verstellbar angeordnet sein. Außerdem sollen beide Spulen 12 und 16 in ein Gehäuse oder einen Käfig aus leitendem Material eingeschlossen werden, wie dies in Fig. 13 durch 18 punktiert angedeutet ist, um die Spulen 12 und 16 und deren Stromkreise gegen äußere induktive Beeinflussungen, die vom Sender herkommen könnten, zu schützen und abzuschirmen. Dieses Gehäuse aus leitendem Material kann, wie durch

23 in Fig. 13 angedeutet ist, geerdet werden. Die Wirkung dieser Schaltungsanordnung wird vielleicht noch klarer an Hand der Fig. 14, in der an Stelle des Luftleiter-Erdesystems 13/6 der Fig. 13 der mit 19 angedeutete Schwingungskreis, bestehend aus der Kapazität 20, der Induktanz 21 und dem Widerstand 22 dargestellt ist, die alle zusammen das elektrische Äquivalent des Luftleiter-Erdesystems 13—6 der Fig. 13 darstellen. Es ist nun leicht zu ersehen, daß bei genauer Abgleichung zwischen den beiden Schwingungssystemen 7′ und 19 der Fig. 14 Schwingungen, die von dem Erregerkreise (Sender) 1′ herkommen und in entgegengesetzten Richtungen durch die Spule 12′ vom Punkt 14′ ausfließen, in der Spule 16′ keine Induktionswirkung hervorrufen können, während im Gegensatz hierzu Schwingungen, die

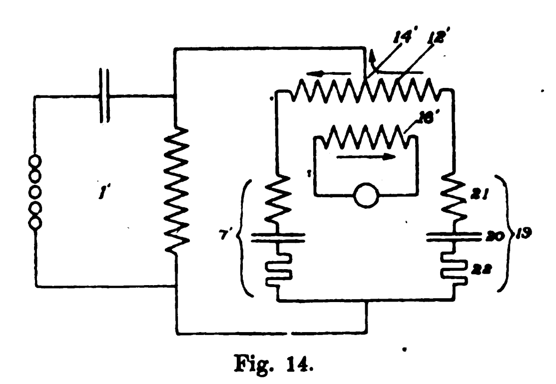


Fig. 14.

vom System 19 herkommen, eine solche Induktionswirkung ausüben, weil im letzteren Falle diese Ströme durch die Spule 12 in jedem Augenblick in derselben Richtung fließen. Die ausgezogenen Pfeile in Fig. 13 stellen die Richtung und den Weg der vom Sendekreis 1 herkommenden Senderströme in der Spule 12 in einem beliebigen Augenblick und die von ihnen induzierten Ströme in der Spule 16 dar, während die ausgezogenen Pfeile in Fig. 14 die Richtung und den Weg der Empfangsströme in einem beliebigen Augenblick darstellen, die von dem Schwingungssystem 19 in Fig. 14 oder dessen elektrischen Äquivalent 13/6 der Fig. 13 herkommen.

Eine andere Schaltungsanordnung für drahtlose Duplextelegraphie enthält die amerikanische Patentschrift 1 188 531 von John R. Carson in New York, und zwar sollen hier verschiedene Wellenlängen für das Senden und Empfangen verwendet werden. In Fig. 15 ist 1 die Antenne und 2 ein Hilfszweigkreis, bestehend aus dem Widerstand 3,

der Induktanz 4 und der Kapazität 5, durch die der Antennenzweig 1 und der Hilfszweigkreis 2 so aufeinander abgeglichen werden können, daß sie dieselbe Impedanz bei der Senderwellenlänge besitzen. Eine Zweigleitung 6 verbindet das System mit der Erde und enthält die Primärwicklung eines Schwingungstransformators 7, der den Sender-

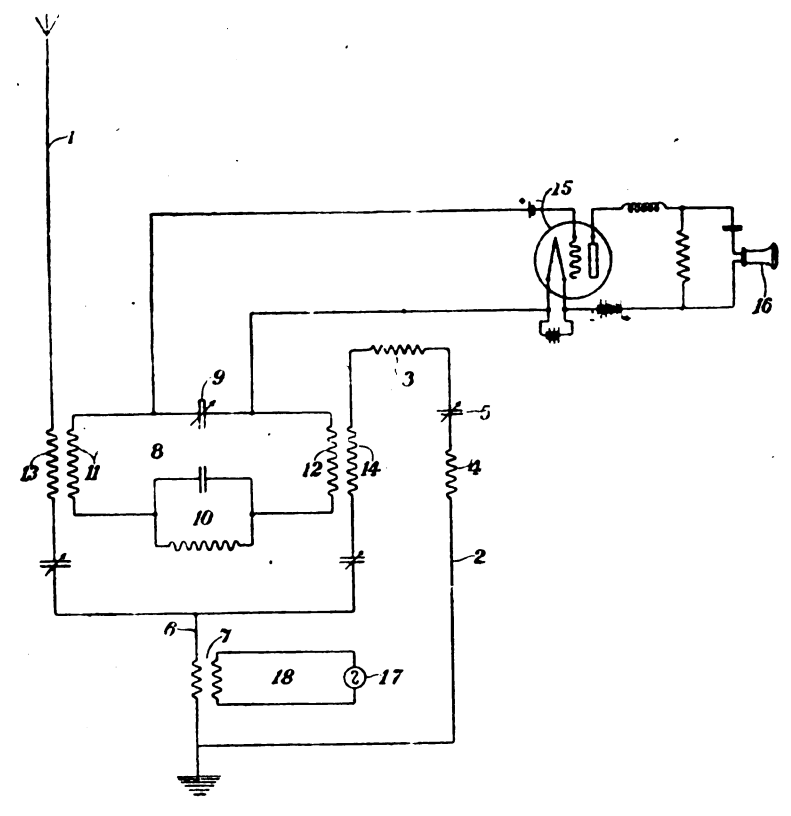


Fig. 15.

stromkreis 18 mit dem Antennensystem koppelt. Der Senderstromkreis ist hier der Einfachheit halber dargestellt als erregt durch den Hochfrequenzgenerator 17. Ein Empfangsschwingungskreis 8 enthält einen einstellbaren Kondensator 9 und einen Stromresonanzkreis 10. Dieser Empfangsschwingungskreis ist mit der Antenne mittels der Induktanzspulen 11 und 13 induktiv gekoppelt und desgleichen mit dem Zweigkreis 2 mittels der gleichgroßen Spulen 12 und 14. An dem

Kondensator 9 ist der Eingangs- oder Gitterkreis des Detektors 15 gelegt, der zweckmäßig aus einem Kathodenstrahlrelais besteht, dessen Anodenstromkreis mit dem Telephonhörer 16 verbunden ist. Infolge der Hinzufügung des Hilfszweigkreises 2 wird das Schwingungssystem zweiwellig. Die eine dieser beiden Wellenlängen wird zum Senden und die andere zum Empfangen der Signale benutzt. Die Wirkungsweise der Anordnung während des Sendens ist folgende: Das Schwingungssystem wird erregt oder gespeist von einer Hochfrequenzquelle 17

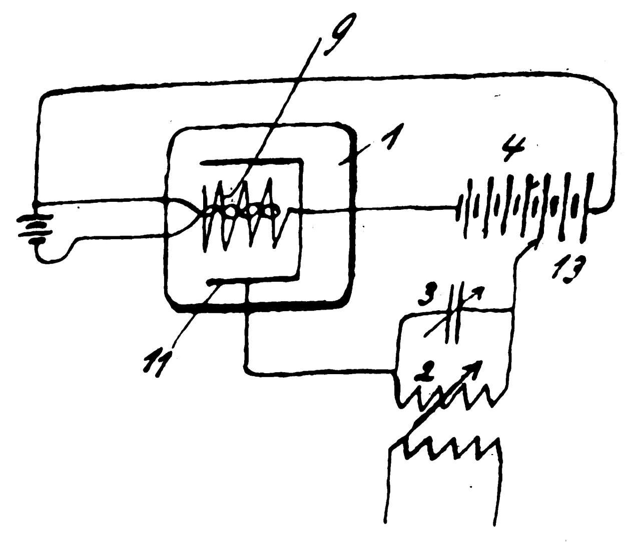


Fig. 16.

über den Transformator 7. Da die beiden Zweige 1 und 2 dieselbe Impedanz besitzen, teilt sich der Strom gleichmäßig zwischen diesen beiden Zweigen. Infolgedessen induziert der Sendestrom gleichgroße und entgegengesetzt gerichtete Spannungen in den Spulen 11 und 12, die mit den Spulen 13 und 14 gekoppelt sind; wenn daher die beiden Zweigkreise ausbalanziert sind, ist die resultierende Spannung und der Strom im gekoppelten Empfangskreise 8 Null. Ein absolut genaues Ausbalanzieren der beiden Stromzweige ist schwer ausführbar und aufrechtzuerhalten und daher muß ein gewisser Grad von Ungleichheit erwartet werden, der durch folgende besondere Hilfsmittel unschädlich gemacht werden muß. Der Empfangskreis 8 ist auf die Empfangswelle abgestimmt; daher bietet er den Senderströmen eine hohe Impedanz. Diese Impedanz für die Senderschwingung kann sehr groß ge-

macht werden, indem in den Empfangskreis der Stromresonanzkreis 10 eingeschaltet wird, der auf die Sendewelle abgestimmt ist und daher als sogen. „Antiresonanzkreis“ wirkt, d. h. der Sendewelle einen unendlich großen Widerstand entgegensetzt. Der Empfangskreis ist als Ganzes auf die Empfangswelle abgestimmt. Wenn also vom Zweige 6 Hochfrequenzimpulse herkommen, so fließen wegen der Abgleichung der Zweigkreise 1, 2 in diese gleichstarke Ströme, was zur Folge hat, daß im Empfangskreis 8 kein Strom zustande kommt. Während des Empfanges von Schwingungen nehmen jedoch die Schwingungen ihren Ausgang von der Antenne 1 und für diese von der Antenne herkommenden Schwingungen sind die Zweigkreise 1 und 2 nicht symmetrisch in bezug auf diese Empfangsschwingungen. Infolgedessen sind in den Zweigen 1 und 2 die Empfangsströme nicht ausgeglichen. Da der Empfangskreis 8 auf die Empfangswelle abgestimmt ist, so spricht er stark hierauf an und der Empfänger 16 wird erregt unabhängig davon, ob das System etwa gleichzeitig Energie mit anderer Wellenlänge aussendet.

Die britische Patentschrift 103 865 der British-Thomson-Houston Co. in London bzw. der General Electric Co. in Schenectady, New York behandelt die Umwandlung elektrischer Ströme bzw. die Erzeugung von Wechselstrom beliebiger Frequenz aus einer Gleichstromquelle mit Hilfe eines Elektronenentladungsgefäßes. Die Schaltungsanordnung ist in Fig. 16 dargestellt. 1 ist das Elektronenentladungsgefäß, 13 die Gleichstromquelle, 3 eine regelbare Kapazität und 2 eine regelbare Selbstinduktion. Die gitter- oder spiralförmig ausgebildete Anode 9 des Entladungsgefäßes 1 wird mittels der Batterie 4 auf konstantem Potential gehalten, während das Potential der dritten Elektrode 11, die in Gestalt eines Zylindermantels ausgeführt ist, zwischen solchen Grenzen geändert wird, in denen das Elektronenentladungsgefäß 1 als „negativer Widerstand“ wirkt. Die Frequenz des erzeugten Wechselstroms kann durch Veränderung der Kapazität 3 und der Selbstinduktion 2 in beliebigen Grenzen geändert werden. Bedingung für das Entstehen und die dauernde Erzeugung ungedämpfter Schwingungen ist, daß das Produkt dieses „negativen Widerstandes“ und des Widerstandes der Induktionsspule 2 kleiner ist als das Verhältnis der Induktanz 2 zur Kapazität 3.

Das britische Patent 114 539 derselben Firmen betrifft Empfangsanordnungen, die in Fig. 17 und 18 dargestellt sind. Der Dämpfungsfaktor eines Empfangsresonanzkreises wird herabgedrückt durch Verbindung dieses Kreises mit einem Elektronenentladungsgefäß, welches die bereits bei

dem vorhergehend besprochenen britischen Patent 103 865 erwähnte Eigenschaft des „negativen Widerstandes" besitzt. Wie in Fig. 17 dargestellt, ist der abgestimmte Empfangsresonanzkreis 3, 4 mit dem Luftleiter 1 gekoppelt und die Vakuumröhre 5 in Reihe mit einer Batterie 11 und einem durch den Kondensator 4 überbrückten Telephon 12 geschaltet. Die Vakuumröhre enthält eine Glühkathode 6, ein Gitter 7 und eine dritte Elektrode 8; das Gitter 7 wird durch die Batterie 10 auf einem bestimmten Potential erhalten und die An-

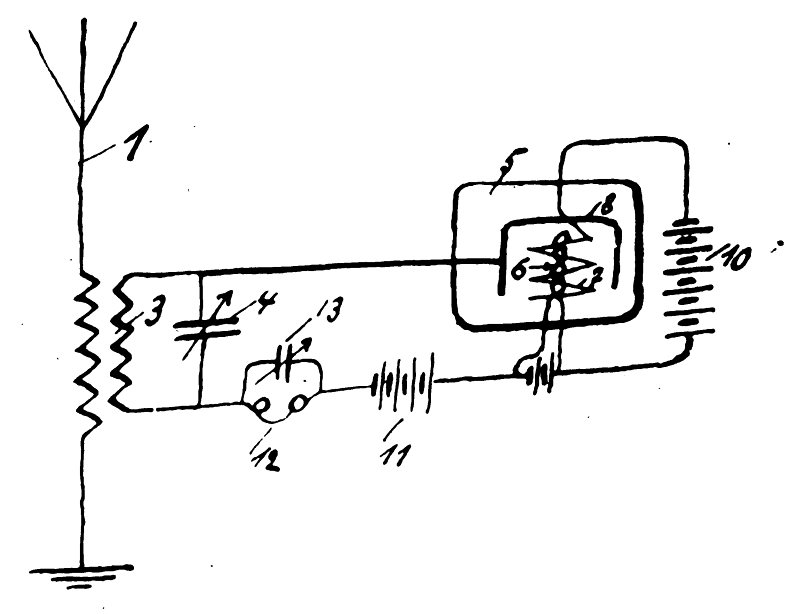


Fig. 17.

ordnung so eingestellt, daß der Zustand des „negativen Widerstandes" eintritt, d. h. daß der Strom zwischen der dritten Elektrode und der Glühkathode im umgekehrten Verhältnis der Potentialdifferenz sich ändert. Beim Arbeiten nahe dem einen Ende des Teils der Charakteristik, in welchem dieser negative Widerstand auftritt, wirkt das Entladungsgefäß 5 zugleich als Gleichrichter, wodurch man die Signale im Telephon 12 abhören kann. Der negative Widerstand kann auch so eingestellt werden, daß Schwingungen von einer von den Empfangsschwingungen um einen kleinen Betrag abweichender Frequenz erzeugt werden, wodurch ermöglicht wird, ungedämpfte Schwingungen nach

dem Heterodyne- oder Schwebungsverfahren zu empfangen. Ein veränderlicher Kondensator 13 ist parallel zum Telephon 12 geschaltet, und der so gebildete Schwingungskreis kann auch auf die Gruppenfrequenz der ankommenden Schwingungen abgestimmt werden. Infolge der Verringerung der Dämpfung wirkt die Schaltungsanordnung im hohen Grade selektiv, selbst wenn der Empfangskreis 3, 4 fest mit der Antenne und mit dem Detektorkreis, wenn ein solcher besonderer Detektorkreis zur Verwendung gelangt, gekoppelt ist. In der in

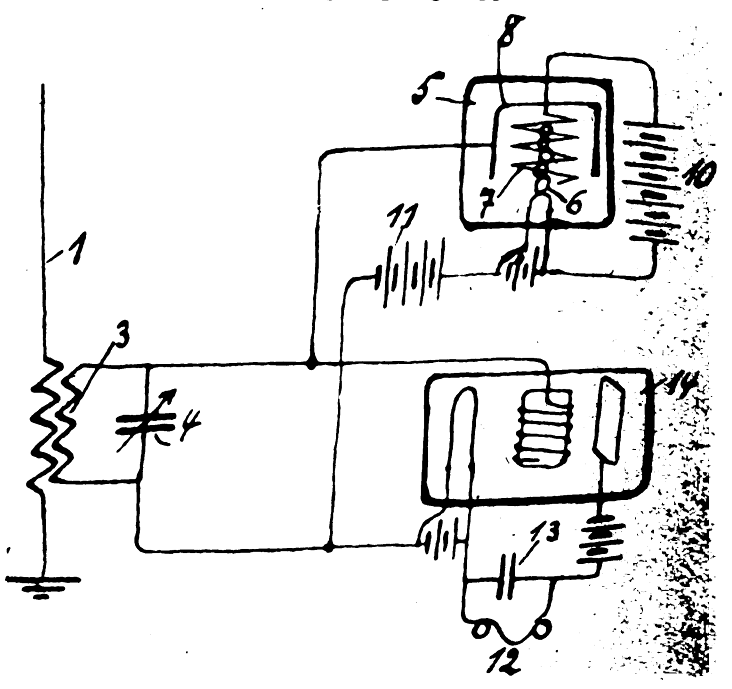


Fig. 18.

Fig. 18 dargestellten Schaltungsanordnung ist das die Eigenschaft des negativen Widerstandes besitzende Entladungsgefäß 5 getrennt von der Detektorröhre 14 und parallel zu ihr geschaltet. Der negative Widerstand kann auch in einem induktiv mit dem Empfangskreis 3, 4 gekoppelten Kreis angeordnet werden.

Im nächsten Hefte des Jahrbuchs wird eine ausführlichere Abhandlung über diese Elektronenentladungsgefäße mit „negativem Widerstand" erscheinen, auf die schon hier hingewiesen wird.

Adresse des Autors: H. Eales, Gr. Lichterfelde W bei Berlin, Roonstraße 12.

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

Bolletino Radiotelgrafico Nr. 1. 1918. R. Accademia Navale-Livorno (Istituto Elettrotecnico e Radiotelegrafico della R. Marina).

Wilhelm Ostwald, Goethe, Schopenhauer und die Farbenlehre. Verlag Unesma, G. m. b. H., Leipzig 1918. M. 5.—

Rudolf Eucken, Die Lebensanschauungen der großen Denker. Verlag Veit & Comp., Leipzig. 12. Aufl. 1918. ca. M. 20.—

Literaturverzeichnis.

Appleton, E. V., Wireless World 6, Nr. 68, S. 458, 1918. A thermoionic valve slopemeter.

Baillie, P., Wireless World Nr. 47, S. 857, 1917. Wave-lengths calculations.

— ebenda **5,** 336, 1917. Notes on wireless transformers.

— ebenda **5,** 402, 1917. Wireless circuit design.

— ebenda **6,** 376, 1918. The power factor in the resonance transformer circuit.

Beaulard de Lenaizan, F., Elektrot. Ztschr. **39,** 437, 1918 (Ref. über C. R. **160,** 678, 1918). Neue Untersuchungen über den Funkenwiderstand.

Browning, H. M., Wireless World 6, 204, 256, 341, 1918. Mechanical analogies to inductively coupled electric circuits.

Chapman, S., Proc. Roy. Soc. **95,** Nr. A 666, S. 61, 1918. An outline of a theory of magnetic storms.

Chireix, H., Rev. Gén. de Él. **2,** Tome IV, Nr. 11, S. 363, 1918. Propagation des courants électriques dans une antenne.

Cole, A. D., Phys. Rev. (2) **11,** 330—331 u. 331—332, 1918. Characteristic curves of various types of Audions. The effect produced upon Audion characteristic curves by various kinds of signals (buzzer, electron relay and 60-cycle A. C.).

Coursey, Ph. R., Wireless World Nr. 46, S. 788, 1917. The calculation of the inductance of single-layer aire-core solenoids.

Elektrot. Ztschr. 39, 418, 1918 (Wirtschaftl. Nachrichtendienst Nr. 537, 1918). Der Wettbewerb um die drahtlose Telegraphie in Argentinien.

Galletti, R. C., Cim. (6) **14,** S. 185—190. Potenza di radiazione elettrica.

Hoxie, C. A., Electrician **81,** 519, 1918 (nach Proc. Am. Inst. El. Eng.). A thermo-electric standard cell.

Hoyle, Bertram, Wireless World **4,** 898, 5, 46, 117, 205, 264, 1917. An outline of the design of a wireless station.

Jones, Taylor E., Electrician **81,** 376, 396, 416, 1918. The capacity-potential curves of an induction coil.

Keefer, H., Ztschr. f. phys. Unterr. **31,** 96, 1918. Ein einfacher Thermodetektor.

Keinath, Gg., Elektrot. Ztschr. **39,** 455, 1918. Nullvoltmeter mit hoher Anfangsempfindlichkeit.

Korn, A., Elektrot. Ztschr. **39**, 363, 375, 1918. Mechanische Vorstellungen über die elektromagnetischen Erscheinungen.

— Physik. Ztschr. **19**, 426, 1918. Mechanische Theorien des elektromagnetischen Feldes. X.

Kruckow, Telegr. u. Fernspr. Techn. 7, 41, 1918. Streifenwickelvorrichtung für Schnelltelegraphen.

Mc Lachlan, H. W., Wireless World 5, 267, 1917. A note on errors in iron-cored high-frequency current transformers.

Oostling, H. J., Ztschr. f. Physik. Chem. Unter. 28, 126, 240, 1915, **29**, 126, 1916. Demonstrationsapparate für Schwingungen von Systemen mit zwei Freiheitsgraden und Theorie derselben.

Osnos, M., Rev. Gén. de l'Él. 2, Tome IV, S. 448, 1918 (Ref. über Elektrot. Ztschr. **34**, 423, 1917). Théorie et fonctionnement des doubleurs de fréquence en particulier pour les courants de haute fréquence.

Pol jr., Balth. van der, Wireless World 5, 550, 1917. On the wave-lengths of antennae with flywheel coupling, and a second approximation for the time period of a wavemeter.

— Electrician 81, 432, 1918. On the value of the conductivity of sea-water for currents of frequency as used in wireless telegraphy.

— Rev. Gén. de l'Él. 2, Tome IV, S. 446, 1918 (Ref. über Phil. Mag. 34, (6), 184, 1917). Relation entre le facteur d'audibilité d'un téléphone shunté et le courant d'antenne.

Reoch, A. E., Wireless World 5, 253, 1917. High and low antennae.

Rogowski, W., Arch. f. Elektrot. 7, 17, 1918. Die Spule bei Wechselstrom (S. 27, Hohe Frequenzen).

— Arch. f. Elektrot. 7, 33, 1918. Spulen und Wenderwellen III. (Zweite Behandlung des Einschaltvorganges der Spule aus zwei Windungen.)

Rückert, E., Ann. Phys. 55 (4), 152, 1918. Brechung und Absorption des Wassers für meterlange elektrische Wellen (Greifswalder Dissertation).

Rust, L. M., Wireless World 5, 84, 1917. The use of time signals for the determination of longitude.

Samson, Curt, Ann. Phys. 55 (4), 608, 1918. Über ein Braunsches Rohr mit Glühkathode und einige Anwendungen desselben (Berliner Dissertation).

Schleicher, M., Elektrot. Ztschr. 39, 393, 1918. Eine einfache Methode zur Aufnahme der vollständigen Hystereseschleife.

Schultheiss, L., Elektrot. Ztschr. 39, 273, 1918. Charakteristik von Pupinleitungen.

Scott-Tuggart, J., Wireless World 6, Nr. 66, S. 312, Nr. 67, S. 401, 1918. On valve characteristic curves and their application in radiotelegraphy.

Shoenberg, J. (Marconi Co.), Elektrot. Ztschr. 39, 337, 1918. Frequenzvervielfachung für elektrische Ströme.

Silsbee, F. B., Scientific papers of the Bureau of Standards Nr. 307: Note on electrical conduction in metals at low temperatures.

Stone, E. W., L'Elettrotecnica (Milan) Vol V, Nr. 15—17. Piccole stationi radiotelegrafiche transmittenti con eccitazione a impulso.

Szarvady, G., Rev. Gén. de l'Él. 2 (Tome IV), 411, 1918. Énergie oscillante. (Application de la loi Ohm et des règles de Kirchhoff aux

composantes wattées et déwattées des tensions et intensités de courants périodiques quelconques.)

Telefunken, Wireless World 4, 919, 1917. Germany's Central Wireless Station Nauen.

Telegr. u. Fernspr.-Technik 7, 44, 1918. Die Fortschritte der drahtlosen Telegraphie.

Uller, Karl, Ann. Phys. 56, 463, 1918. Elastische Oberflächen-Planwellen.

Vallauri, Elektrot. Ztschr. 39, 376, 1918 (nach Elektrician 80, 636). Vergleichende Versuche an Audionen.

Vanni, Elektrot. Ztschr. 39, 359, 1918 (nach Elektrot. Anzeiger 35, S. 943). Das Radiotelephoniesystem Prof. Vanni.

Vidmar, M., Elektrot. Ztschr. 39, 281, 295, 1918. Eigenartige Schaltungsmöglichkeiten von Transformatoren.

Watson, G. N., Proc. Roy. Soc. 95, Nr. A 666, S. 83, 1918. The diffraction of electric waves by the earth.

Welter, Ed., Elektrot. Ztschr. 39, 373, 383, 1918. Über einen neuen Hochspannungstransformator nach Dessauer für sehr hohe Spannungen.

Whittemore, L. E., Elektrot. Ztschr. 39, 367, 1918. (Ref. über Phys. Review 9, S. 434). Audiondetektor und Einthoven-Galvanometer für die Intensitätsmessung radiotelegraphischer Zeichen.

Wiesinger, Hermann, Ann. Phys. 55 (4), 401, 1918. Über Erregung elektromagnetischer Schwingungskreise durch Beladen mit magnetischer Energie.

Williams, J., Electrician 81, 253, 1918. A new method of measuring alternating currents and electric oscillations.

Wireless World 5, 158, 230, 1917. The three-electrode valve. (Its working and management.)

Wright, R. S., Electrician 81, 479, 1918. The Snook apparatus for the generation of high-tension uni-directional currents.

Yokoyama, Eitaro, Wireless World 6, Nr. 68, S. 430, 1918. Some aspects of radio telephony in Japan.

(Eingesandt 1. Dezember 1918.)

Druckfehler:

In der Figur 4 S. 469 lies J_m statt J_n.

In der Figur 5 setze an die Ecke rechts unten e'.

In der Figur 6 S. 475 setze durchweg $\frac{i}{2}$ statt $^1/_2$, ebenso in Figur 7 S. 476.

Mit dem nächsten Heft, welches im April erscheinen wird, **beginnt der Band 14.** Wir werden in den ersten Heften des neuen Bandes nachstehende Arbeiten veröffentlichen:

Abraham, „Die Spule im Strahlungsfeld verglichen mit der Antenne".

Abraham, „Die Strahlung von Antennensystemen".

Barkhausen, „Die Verstärkerröhre und ihre technische Anwendung".

Esau, „Über die Berechnung des Selbstinduktionskoeffizienten von Spulen mit rechteckigem, bzw. quadratischem Windungsquerschnitt".

Esau, „Spulen mit übereinander liegenden Windungen (Flachspulen)".

Hull, „Das Dynatron, eine Vakuumröhre mit den Eigenschaften des negativen Widerstandes", übersetzt von Eales.

v. Laue, „Über Gleichgewichtszustände bei den von glühenden Körpern entsandten Elektronen".

v. Laue, „Die elektrostatische Deutung der kennzeichnenden Kurven bei den Verstärkerröhren".

Leithäuser, „Über eine neue Audionschaltung für den Empfang elektromagnetischer Wellen".

Meissner, „Über Röhrensender".

Möller, „Quantitative Behandlung der Schwingungen im Röhrengenerator mit Hilfe der Schwingkennlinien".

Rukop, „Die Hochvakuum-Eingitter-Röhre".

Außerdem eine Reihe von technischen Mitteilungen aus der Praxis.

Wir bitten um rechtzeitige Erneuerung des Abonnements.

Verlag des „Jahrbuches der drahtlosen Telegraphie und Telephonie".

M. Krayn, Verlagsbuchhandlung, Berlin W 10

Date Due